



ПОЛИТЕХ
Институт физики,
нанотехнологий
и телекоммуникаций



ПОЛИТЕХ
Санкт-Петербургский
политехнический университет
Петра Великого



ПОЛИТЕХ-ПРЕСС

НЕДЕЛЯ НАУКИ ИФНиТ

**Сборник материалов
Всероссийской конференции**

16–20 ноября 2020 года



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ПЕТРА ВЕЛИКОГО

НЕДЕЛЯ НАУКИ ИФНиТ

Сборник материалов
Всероссийской конференции

16–20 ноября 2020 года



ПОЛИТЕХ-ПРЕСС

Санкт-Петербургский
политехнический университет
Петра Великого

Санкт-Петербург

2020

УДК 523.9:533.9:537.5:538.9

ББК 22.383;22.63;28.91

Н42

Неделя науки ИФНиТ : сборник материалов Всероссийской конференции, 16–20 ноября 2020 г. – СПб. : ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020. – 307 с.

В сборник включены статьи студентов, аспирантов, молодых ученых и сотрудников СПбПУ, университетов, научных организаций и предприятий Санкт-Петербурга, России, зарубежных стран по материалам докладов, принятых на секционные заседания конференции «Неделя науки ИФНиТ». Статьи отражают современный уровень научно-исследовательской работы участников конференции в области физики материалов, нанотехнологий, ядерной физики, физики плазмы, телекоммуникаций, медицинской физики и биоинженерии.

Представляет интерес для специалистов в различных областях знаний, для учащихся и работников системы высшего образования и Российской академии наук.

Редакционная коллегия:

*В. Э. Гасумянц (отв. ред.), А. Л. Гельгор, Д. Д. Каров,
С. Е. Семенов, Е. В. Киселева, А. В. Медведев, Э. К. Немомнящая,
К. В. Соловьев, В. Ю. Паневин, Е. С. Бабич, Е. Е. Журкин, В. В. Дубов,
И. А. Шаров, М. Ю. Карпенко*

Печатается по решению
Совета по издательской деятельности Ученого совета
Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого.

ISBN 978-5-7422-7144-4

© Санкт-Петербургский политехнический
университет Петра Великого, 2020

СЕКЦИЯ «КОСМИЧЕСКИЕ И НАЗЕМНЫЕ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ»

УДК 654.197.6

Ю.В. Батов, Д.А. Пузько, А.Л. Гельгор, Д.А. Ткаченко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ПРИМЕНЕНИЕ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЯ ПО УРОВНЮ СИГНАЛА В СПУТНИКОВОМ ВЕЩАНИИ DVB-S2(X)

Спутниковая связь является одним из основных способов доставки вещательных услуг за счет большой зоны покрытия и высокой пропускной способности.

Прямое спутниковое вещание (DTH, Direct-To-Home) является основным вариантом для доступа к мультимедиа во многих регионах мира. С предстоящим широким распространением 4K и 8K возрастает актуальность в разработке новой платформы для спутникового вещания. За последние 15 лет были разработаны и внедрены новые поколения стандартов DTH (например, DVB-S2(X) [1, 2]), в настоящее время продолжается их дальнейшее развитие. В частности, актуальной является разработка новых технологий мультиплексирования сигналов, предназначенных разным абонентам.

Известно [3], что технологии неортогонального мультиплексирования (NOMA, Non Orthogonal Multiplexing Access) и, в частности, мультиплексирование с разделением по уровню сигнала (LDM, Layered Division Multiplexing) при определенных условиях обеспечивает большую производительность и эффективность, чем традиционные FDM (Frequency Division Multiplexing – частотное разделение каналов) и TDM (Time Division Multiplexing – временное разделение каналов) методы.

Целью данной работы является исследование возможности повышения эффективности DVB-S2 и DVB-S2X за счёт применения LDM на примере конкретных сценариев.

На физическом уровне данные в DVB-S2 передаются кадрами, которые могут использовать преимущества расширенных режимов, таких как адаптивное и переменное кодирование и модуляция (ACM и VCM от англ. Adaptive/Variable Coding and Modulation). В данной работе рассматривается режим VCM, поскольку он предоставляет возможность для передачи двух разных типов кадров с разной надежностью и скоростью передачи данных в одном потоке.

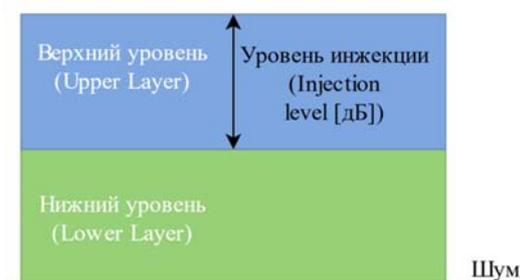


Рис. 1. Иллюстрация идеи LDM в случае двух уровней

Идея LDM состоит в объединении нескольких, в простейшем случае двух, отдельных сигналов в одном и том же частотном канале, при этом выделяется разная часть общей передаваемой мощности для каждого сигнала [4, 5]. В данной работе будем рассматривать случай двух уровней (рис. 1), которые будем обозначать как верхний уровень (Upper Layer, UL) – более мощный и нижний уровень (Lower Layer, LL) – менее мощный. Параметр, который

характеризует разность по мощности между уровнями, называется уровнем инъекции (Injection Level).

Рассмотрим два различных сценария, в которых LDM может предоставить преимущества в отношении конфигураций, основанных на кадрах VCM в DVB-S2(X). Сравнение предполагает идентичные условия приема для LDM и TDM и основано на оценке скорости передачи информации, предоставляемой каждым из решений.

Первый сценарий – это предложение, основанное на существующих услугах DTH в DVB-S2(X). Сценарий направлен на повышение эффективности использования транспондера путем предоставления услуг основной широкоэвещательной передачи совместно с дополнительными услугами.

Решение LDM будет основано на комбинации сигналов, где верхний уровень будет существующим сервисом DTH, а нижний уровень будет передавать дополнительные услуги RTP (Point to Point – точка-точка) или PTMP (Point to Multipoint – точка-многоточка). Уровень инъекции выберем равным 17 дБ. Зададимся значениями EIRP (Equivalent Isotropically Radiated Power – эквивалентная изотропно-излучаемая мощность), символьной скоростью f_s , потерями L_0 , включающими потери в антенно-фидерных трактах и потери из-за погодных условий, и G/T – показателем качества, т.е. отношением усиления антенны к суммарной шумовой температуре согласно табл. 1. В данном сценарии предполагаются различия между пользователями в характеристиках приемных антенн. На основании этих параметров были рассчитаны значения отношения сигнал/шум на модуляционный символ (ОСШ, E_s/N_0) на входе приёмника. Будем считать, что пользователям с относительно плохими условиями также будут предоставляться услуги DTH.

Для передачи основных услуг в TDM отводится поток №1, а в LDM – верхний уровень. Услуги RTP/PTMP отводятся пользователям с лучшими условиями приема. Результаты расчёта достижимых скоростей для первого сценария представлены в табл. 2, при этом процент времени, отводимый на поток №1 в TDM, рассчитывается так, чтобы обеспечить равные скорости для основных услуг в случае LDM и TDM. Разность в скорости передачи информации между LL и потоком №2 оказалось равной 30,71 Мбит/с, что соответствует увеличению на 301,21% для LDM по сравнению с TDM. В результате полученного запаса по скорости передачи информации можно передавать больше на 1–2 канала UHD или на 6–10 каналов HD.

Таблица 1. Параметры расчёта энергетического баланса для первого сценария

Тип услуг	$EIRP$, дБВт	G/T , дБ/К	L_0 , дБ	f_s , МГц	E_s/N_0 , дБ
Основные	53,0	12,0	2,0	27,5	14,6
Дополнительные	53,0	22,0	2,0		24,6

Таблица 2. Результаты для первого сценария

Технология	Поток (TDM) / уровень (LDM)	Модуляционное созвездие и скорость кодирования	Скорость, Мбит/с
TDM	DTH (Поток №1)	16APSK 4/5	81,59
	RTP/PTMP (Поток №2)	256APSK 3/4	10,20
LDM	DTH (UL)	16APSK 3/4	81,59
	RTP/PTMP (LL)	QPSK 3/4	40,91

Второй сценарий соответствует случаю, когда пользователи имеют одинаковые характеристики антенн, но при этом находятся в разных условиях. Абоненты с худшими условиями могут находиться на краю зоны обслуживания или претерпевать значительные энергетические потери, например, из-за сильных дождей.

Для примера, службами в UL могут быть программы HD (High Definition – телевидение высокой чёткости) с надежной конфигурацией типа модуляции и скорости кодирования. В нижнем уровне можно передавать содержимое UHD (Ultra High Definition – телевидение сверхвысокой чёткости) с более высокими требованиями к ОСШ. В условиях сильного затухания в дожде или пребывания на краю зоны должны быть доступны услуги HD. В лучших условиях обслуживания должны быть доступны обе услуги. Для этого сценария выберем уровень инжекции 3,5 дБ. Таким образом, очевидно, что второй сценарий, в отличие от первого, не имеет обратной совместимости с традиционным DVB-S2(X).

Во втором сценарии для пользователей, которые находятся в относительно плохих условиях, в LDM выделяется верхний уровень. В табл. 3 представлены параметры и результаты расчёта энергетического баланса для второго сценария. В табл. 4 представлены результаты расчёта достижимых скоростей для второго сценария, при этом по-прежнему выполняется равенство скорости UL в LDM и потока №1 в TDM. Во втором сценарии технология LDM так же показывает преимущества по сравнению с TDM. Разность в скорости передачи информации между LL и потоком №2 составляет 18,83 Мбит/с, что составляет увеличение на 31,54% по сравнению с технологией TDM. В результате полученного запаса по скорости передачи информации можно передавать больше на 1 канал UHD или на 3–5 каналов HD.

Таблица 3. Параметры расчёта энергетического баланса для второго сценария

№	$EIRP$, дБВт	G/T , дБ/К	L_0 , дБ	f_s , МГц	E_s/N_0 , дБ
1	56,0	12,0	10,0	27,5	6,1
2	56,0	12,0	1,0		15,1

Таблица 4. Результаты для второго сценария

Технология	Название услуг/уровня	Модуляционное созвездие и скорость кодирования	Скорость, Мбит/с
TDM	Плохие условия (Поток #1)	8PSK 3/5	24,45
	Хорошие условия (Поток #2)	64APSK 11/15	59,71
LDM	Плохие условия (UL)	QPSK 9/20	24,45
	Хорошие условия (LL)	16APSK 13/18	78,55

Из полученных результатов следует, что внедрение технологии LDM в стандарты DVB-S2(X) обеспечивает значительный выигрыш в предложенных сценариях, который эквивалентен передаче дополнительных нескольких десятков Мбит/с, т.е. нескольких дополнительных HD/UHD каналов, что бесспорно является перспективным.

ЛИТЕРАТУРА

1. ETSI EN 302 307-1: "Digital Video Broadcasting (DVB); Second generation framing structure, channel coding and modulation systems for Broadcasting, Interactive Services, News Gathering and other broadband satellite applications; Part 1: DVB-S2".
2. ETSI EN 302 307-2: "Digital Video Broadcasting (DVB); Second generation framing structure, channel coding and modulation systems for Broadcasting, Interactive Services, News Gathering and other broadband satellite applications; Part 2: DVB-S2 Extensions (DVBS2X)".
3. Крюков Я.В., Демидов А.Я., Покаместов Д.А., Рогожников Е.В., Абенов Р.Р. Метод множественного доступа с разделением каналов по мощности // Омский научный вестник. – 2018. – № 6 (162). – С. 184-188.
4. Zhang L. et al. Layered-Division-Multiplexing: Theory and Practice // IEEE Transactions on Broadcasting. – 2016. – V. 62. – P. 216-232.

5. Zhang L. et al. Channel capacity distribution of Layer-Division-Multiplexing system for next generation digital broadcasting transmission // IEEE International Symposium on Broadband Multimedia Systems and Broadcasting. – 2014. – P. 1-6.

УДК 621.396.4

В.А. Варгаузин, Д.И. Николаев
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

АЛГОРИТМ ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ В СИСТЕМЕ С БОЛЬШИМ ЧИСЛОМ ПРИЁМНЫХ СТАНЦИЙ С РАЗНОСТНО-ДАЛЬНОМЕРНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

Классические методы определения местоположения (ОМП) объекта основаны на использовании минимально необходимого количества измерений. В то же время повысить точность ОМП можно за счет добавления избыточных измерений.

Рассмотрим пассивную систему, предназначенную для ОМП излучения неизвестного объекта (источника радиоизлучения, ИРИ), в которой для ОМП ИРИ используется разностно-дальномерный метод (РДМ). В такой классической системе, для ОМП на плоскости, используются 3 приёмные станции (ПС) и один пункт обработки измерений [1]. Одна станция является опорной и относительно неё вычисляются временные задержки. По полученным задержкам строятся линии положения, и точка их пересечения является оценкой местоположения объекта. Увеличение числа ПС способствует образованию новых временных задержек и, как следствие, появлению дополнительной информации о местоположении, использование которой, в принципе, может привести к повышению точности ОМП ИРИ. Однако возможность увеличения числа ПС, как правило, либо вообще не рассматривается [1, 2], либо рассматривается метод для произвольного числа ПС, основанный на вычислении разностей времен прихода сигнала относительно одной опорной станции [3, 4]. В [5, 6] рассмотрен метод с большим числом ПС, основанный на разбиении станций по тройкам. Вышеперечисленные методы не учитывают все доступные временные задержки, что делает алгоритм недостаточно полным.

Целью работы является разработка и исследование метода ОМП для произвольного числа ПС, который использует все возможные разности времен прихода сигнала от ИРИ до ПС.

Предлагаемый метод является продолжением метода, рассмотренного в [3]. При этом, кроме того, что измеряется набор $[\tau_{12}, \tau_{13}, \dots, \tau_{1n}]$ (где $n = k - 1$, k – число ПС) разностей времени прихода между опорной станцией (для которой использован номер «1») и остальными, используется и разности времени прихода между любыми двумя станциями, т.е.

$$\tau_{ij} = \tau_{1i} - \tau_{1j}. \quad (1)$$

При этом «зеркальные» задержки вида τ_{ji} не учитываются. В результате имеем вектор измерений, элементы которого включают измерения задержек между всеми возможными комбинациями пар ПС, исключая «зеркальные» пары. Число элементов без исключения «зеркальных» пар, очевидно, равно числу сочетаний из k по 2. Поэтому вектор измерений имеет $n = k(k - 1) / 2$ элементов. Умножив этот вектор на скорость распространения излучения (света), получим вектор измерений разности расстояний R .

Построим алгоритм ОМП. Для этого рассмотрим гипотезу о том, что ИРИ имеет координаты x, y . Введём условный вектор расстояний $R_{zum}(x, y)$, при условии справедливости гипотезы о том, что ИРИ имеет координаты x, y на плоскости:

$$R_{zum}(x, y) = [R_{12}(x, y), R_{13}(x, y), \dots, R_{(n-1)n}(x, y)]^T, \quad (2)$$

где $R_{ij}(x, y) = \sqrt{(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2} - \sqrt{(x_j - x)^2 + (y_j - y)^2}$ – разность расстояний от ИРИ до ПС с номерами i и j . Тогда, в соответствии с критерием минимума суммы квадратов невязок [4, 6] между векторами R_{zum} и R , очевидно, требуется минимизировать следующий функционал:

$$F(x, y) = (R_{zum}(x, y) - R)^T (R_{zum}(x, y) - R). \quad (3)$$

При этом оценкой ОМП ИРИ являются координаты (\hat{x}, \hat{y}) удовлетворяющие уравнению

$$F(\hat{x}, \hat{y}) = \min_{(x, y)} (F(x, y)). \quad (4)$$

Подчеркнём, что как для предлагаемого алгоритма, так алгоритма, представленного в [3], используется один и тот же функционал (3) и уравнение (4). Различие – в разной размерности векторов R_{zum} и R .

Сравним эффективность предлагаемого алгоритма с результатами, представленными в [3].

Очевидно, что на эффективность алгоритма влияет как точность измерения задержек, так и взаимное расположение ПС. Влияние расположения ПС принято оценивать с помощью понятия геометрического фактора (ГФ) системы [1], под которым понимается коэффициент пропорциональности между среднеквадратичной ошибкой (СКО) ОМП $\sigma_{ОМП}$ и СКО шума измерения $\sigma_{изм}$:

$$\Gamma = \frac{\sigma_{ОМП}}{\sigma_{изм}}, \quad (5)$$

считая, что шум измерения не зависит от номера станции. Поэтому, чем меньше значение ГФ, тем эффективнее алгоритм прочих равных условиях (и, что эквивалентно, выше точность алгоритма, поскольку меньше значение $\sigma_{ОМП}$).

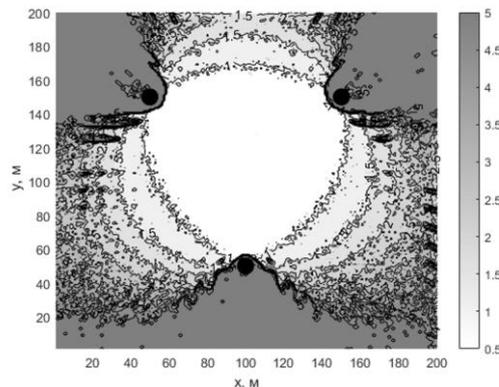


Рис. 1. Оценка ГФ для трех ПС

Равные условия, очевидно, обеспечиваются одинаковым расположением ПС. Таких расположений бесконечно много. Поэтому было принято решение при фиксированном числе ПС методом моделирования исследовать среднее ГФ (СГФ) внутри областей, ограниченных следующим «базовым» расположением ПС: 3 ПС, расположенные на вершинах равностороннего треугольника; 4 ПС, расположенные на вершинах квадрата; 5 ПС, 4 из которых расположены на вершинах квадрата, а пятая на пересечении диагоналей этого квадрата, 6 ПС, 4 из которых расположены на вершинах квадрата, а 2 оставшиеся станции на окружности, описанной вокруг этого квадрата, 8 ПС, 4 из которых расположены на вершинах квадрата, а 4 оставшиеся станции на окружности, описанной вокруг этого квадрата.

Измерения моделировались как независимые нормально распределённые случайные величины с математическим ожиданием, равным истинному значению разности расстояний.

Пример оценки ГФ для 3-х ПС, приведён на рис. 1, а результаты моделирования оценок СГФ представлены на рис. 2.

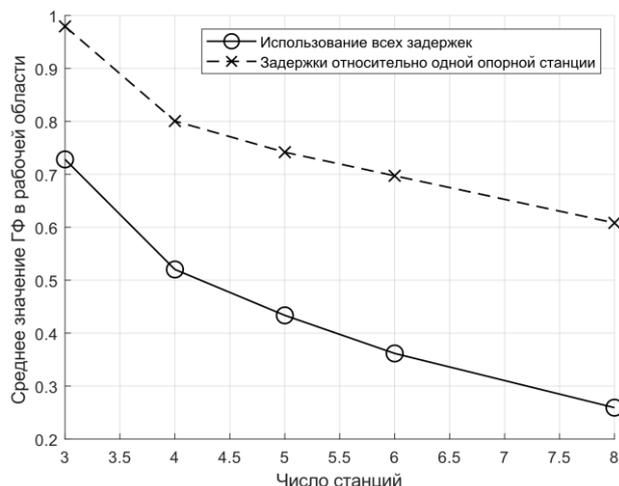


Рис. 2. Зависимости СГФ от числа ПС

Из рис. 2 видно, что использование всех доступных измерений приводит к существенному уменьшению СГФ. Например, для 8-и ПС выигрыш составляет 57%.

Таким образом, алгоритм, использующий измерения лишь относительно опорной станции, существенно проигрывает алгоритму, который использует все доступные измерения. Полученные результаты полностью подтвердили изначальное предложение об эффективности использования всех доступных измерений.

ЛИТЕРАТУРА

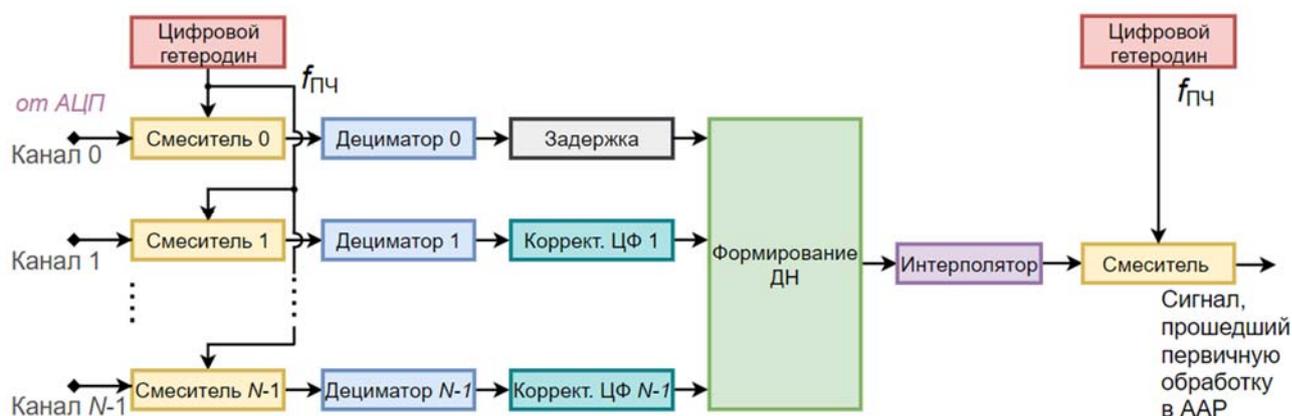
1. Гришин Ю.П. и др. Радиотехнические системы: учеб. для вузов. – М.: Высш. шк., 1990. – 496 с.
2. Коновалов А.А. Основы траекторной обработки радиолокационной информации: в 2 ч. Ч. 1. – СПб.: Изд-во СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 2013. – 164 с.
3. Аль-Одхари А.Х., Фокин Г.А., Федоренко И.В., Рябенко Д.С., Лавров С.В. Исследование влияния геометрического распределения пунктов приема и источника радиоизлучения на точность позиционирования. Вестник Полоцкого государственного университета. Серия С, Фундаментальные науки. – 2017. – № 4.
4. Безуверов Г.В., Герасимов О.И. Алгоритмы пассивной локации в распределённой сети датчиков по разностно-дальномерному методу // Информационно-измерительные управляющие системы. – 2008. – Т. 6. – № 5. – С. 12-14.
5. Варгаузин В.А., Николаев Д.И. Разработка алгоритма определения местоположения источника радиоизлучения разностно-дальномерным методом с использованием 4-х приемных устройств. Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 19-24 ноября 2018 г. Институт физики нанотехнологий и телекоммуникаций. Забыто начало названия – СПб.: Изд-во ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – 426 с.
6. Рачицкий Д.В., Николаев Д.И., Варгаузин В.А. Алгоритм взвешенных оценок определения координат источника радиоизлучения разностно-дальномерным пассивным методом для произвольного числа станций. Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 18–23 ноября 2019 г. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2019. – 310 с.

РЕАЛИЗАЦИЯ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ В АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЁТКЕ
ПРИЕМНИКА СИГНАЛОВ ГЛОБАЛЬНЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СПУТНИКОВЫХ
СИСТЕМ

Одной из основных проблем совершенствования имеющихся и создания новых глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) типа ГЛОНАСС, GPS, Galileo, BeiDou и т.п. было и остается повышение их помехоустойчивости по отношению к аддитивным как шумовым, так создаваемым различными источниками радиоизлучения (ИРИ) помехам [1]. Эффективным способом борьбы с помехами, создаваемыми ИРИ, является пространственно-временная обработка сигналов на основе применения цифровых адаптивных антенных решеток (ААР) [2].

Типовая ААР включает в себя аналоговые тракты, связанные с каждым антенным элементом (АЭ), осуществляющие фильтрацию, усиление и гетеродинирование, а также блок цифровой обработки сигналов (ЦОС), в котором производится формирование требуемой диаграммы направленности (ДН) одним из возможных алгоритмов, например, алгоритмом минимизации выходной мощности (МВМ) [3]. Полученный после первичной обработки в ААР сигнал поступает в микросхему приёмника ГНСС для решения навигационной задачи.

Адаптивные алгоритмы формирования ДН сами по себе требуют больших вычислительных затрат, но блок ЦОС в ААР также осуществляет и дополнительную обработку принятого сигнала: перенос спектра на нулевую частоту, децимацию, коррекцию рассогласования аналоговых трактов и интерполяцию [4, 5] (рис. 1). Положение усложняется, если требуется одновременный приём сигналов из нескольких частотных диапазонов ГНСС. Тогда составляющие блока ЦОС дублируются для каждого из них, пропорционально увеличивая параллельную вычислительную нагрузку на используемую в блоке ЦОС цифровую платформу и определяя требуемые минимальные вычислительные мощности. Дополнительно к цифровой платформе могут предъявляться требования по энергопотреблению и массогабаритным характеристикам, если предполагается использование ААР на малогабаритных объектах. Зачастую в составе современных ААР присутствуют конфигурируемые устройства (смесители, аттенюаторы, гетеродины), управление которыми осуществляется через периферийные интерфейсы: CAN, SPI, UART и т.п. Задача их настройки и взаимодействия с пользователем также ложится на платформу для ЦОС.

Рис. 1. Структурная схема блока ЦОС в N -элементной ААР

В данной работе проведен анализ возможных технических решений на основе современной программируемой элементной базы. Процессоры общего назначения и графические ускорители отличаются повышенным энергопотреблением при достаточных вычислительных возможностях (например, 250 Вт у NVIDIA A100 и 280 Вт у AMD Ryzen Threadripper 3990X). ASIC разрабатываются для конкретных задач без возможности быстрого переконфигурирования. Энергопотребление, габариты, цена и поддерживаемые интерфейсы ЦПОС и ПЛИС, в основном, отвечают предъявляемым к цифровой платформе требованиям. Однако организовать эффективное взаимодействие с пользователем и периферией без дополнительных контроллеров и затрат вычислительных ресурсов не представляется возможным.

С другой стороны, «система на кристалле» (СНК) представляет из себя устройство, совмещающее в единой интегральной схеме ПЛИС и процессор общего назначения, напрямую соединенные скоростными внутрикристалльными интерфейсами, что позволяет организовать между ними эффективную коммуникацию. Применительно к рассматриваемым задачам ЦОС можно выделить модели из семейств Zynq-7000, Zynq UltraScale+ компании Xilinx, а также Arria 10 GX компании Intel (Altera). Встроенные в СНК процессорные ядра ARM, аппаратные контроллеры интерфейсов (SPI, UART, USB, Ethernet, CAN) позволяют организовать гибкое управление периферией и взаимодействие с пользователем. Таким образом, подходя по всем требованиям, СНК могут быть выбраны в качестве платформы для реализации блока ЦОС в ААР для приёмника сигналов ГНСС. Как показал проведенный в настоящей работе анализ, платформу для реализации блока ЦОС целесообразно выбрать из СНК фирмы Xilinx, причём из трёх линеек СНК от Xilinx единственной подходящей по цене является Zynq-7000. При этом оптимальной по цене и предоставляемым ресурсам является первая модель старшей серии, а именно Zynq-7030.

В основе каждого из компонентов блока ЦОС в ААР лежат операции сложения, умножения и их вариации. На их выполнение расходуются основные ресурсы ПЛИС. Одним из способов уменьшения затрат базовых ресурсов ПЛИС (регистров FF и таблиц истинности LUT) является использование аппаратных DSP-блоков, позволяющее увеличить предельную тактовую частоту f_{clk} по сравнению с реализациями на базовых компонентах ПЛИС. DSP-блоки расположены внутри встроенной в СНК ПЛИС и являются одним из видов её ресурсов. Например, для реализации на ПЛИС семейства Kintex-7 комплексного умножителя с 16-битными входными данными понадобятся 82 регистров FF, 20 таблиц LUT и 3 DSP-блока, при этом максимальная f_{clk} равна 544 МГц. Без использования же DSP-блоков расход ресурсов составит уже 974 FF и 1003 LUT, f_{clk} же ограничится значением 363 МГц.

Дополнительно сэкономить ресурсы можно, повторно используя одни и те же исполнительные блоки (умножители, сумматоры и т.д.). Для этого необходимо выполнение условия $f_{clk} \geq 2 f_s$, где f_s - частота дискретизации (ЧД) входных данных. В этом случае между приходом новых отсчётов окажется $\text{floor}(f_{clk} / f_s)$ тактов, где $\text{floor}(x)$ - операция округления до меньшего целого. Например, при обработке сигнала GPS L1 ($f_s = 2.046$ МГц) в КИХ-фильтре на базе DSP-блоков ($f_{clk} = 544$ МГц) получим 265 тактов между соседними входными отсчётами. Это позволяет реализовать КИХ-фильтр вплоть до 265-го порядка на одном DSP-блоке.

Применение конвейерных схем – ещё один метод повышения производительности и снижения затрат ресурсов, позволяющий повысить тактовые частоты и, соответственно, задействовать рассмотренные выше способы оптимизации [6]. Идея подхода – минимизация количества последовательных операций над одним и тем же сигналом в течение одного такта. Пусть, например, нужно провести K последовательных операций, k -я операция выполняется за время τ_k , тогда суммарное время, затраченное на все операции, ограничивает

максимальную тактовую частоту следующим образом: $f_{clk} \leq 1 / \sum_{k=0}^{K-1} \tau_k$. Минимизируя количество последовательных операций между регистрами, можно добиться увеличения f_{clk} и, следовательно, нарастить степень повторного использования ресурсов ПЛИС.

Благодаря применению вышеперечисленных методов снижения вычислительных затрат, в целевой СНК удалось реализовать работающие параллельно блоки ЦОС в составе 4-элементной 4-диапазонной ААР. Суммарные затраты ресурсов ПЛИС на каждый модуль в составе 4-х блоков ЦОС указаны в табл. 1.

Таблица 1. Затраты ресурсов ПЛИС на реализацию блоков ЦОС в 4-диапазонной ААР

Модуль	Кол-во, шт.	Макс. f_{clk} , МГц	LUT, шт.	FF, шт.	BRAM36, шт.	DSP48E1, шт.
Смеситель	4x5	544	400	1680	0	60
Цифровой гетеродин	4x2	448	528	1648	16	16
Дециматор	4x4	405	8496	13776	0	80
Алгоритм (МВМ)	4x1	310	1468	6276	0	40
Интерполятор	4x1	305	2880	4736	0	32
Вещест. сумматор	4x6+6	544	1	1	0	30
Доступно			105200	157200	265	400
Суммарно занято		$\min(f_{clk}) = 305$	13772 (13.09%)	28116 (17.89%)	16 (6.04%)	258 (64.50%)

По результатам работы можно сделать следующие выводы. При выборе СНК в качестве платформы для реализации блока ЦОС в составе ААР широкое применение DSP-блоков, а также использование конвейерной архитектуры вычислений позволяет блоку ЦОС работать на тактовых частотах вплоть до 305 МГц. При этом отдельные его модули (комплексные умножители и сумматоры) способны работать и при $f_{clk} = 544$ МГц. Увеличенная тактовая частота позволяет обеспечить повторное использование ресурсов ПЛИС. Общие затраты базовых ресурсов ПЛИС (LUT, FF, BRAM36) на 4 блока ЦОС в составе 4-элементной 4-диапазонной ААР составили от 6 до 18%. Дополнительно занято 64% специализированных DSP-блоков. Высвобождающийся ресурс можно использовать для иных задач, в том числе и для взаимодействия с пользователем и периферией, задействовав дополнительно встроенные в СНК контроллеры периферийных интерфейсов. Таким образом, ААР с предлагаемым блоком ЦОС может быть использована не только в перспективных, но и в существующих многодиапазонных приёмниках ГНСС (например, в 4GNSS ОС-103), будучи подключённой в качестве внешней антенны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Харисов В.Н., Перов А.И. ГЛОНАСС. Принципы построения и функционирования. – М.: Радиотехника, 2010. – 800 с.
2. Слюсар В.И. Цифровые антенные решетки. Решения задач GPS // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. – 2009. – № 1 (91). – С. 74-79.
3. Zoltowski, M.D., Gecan A.S. Advanced adaptive null steering concepts for GPS // Proceedings of MILCOM'95. – 1995. – V. 3. – P. 1214-1218.
4. Akeela R., Dezfouli B. Software-defined Radios: Architecture, state-of-the-art, and challenges // Computer Communications. – 2018. – V. 128. – P. 106-125.
5. Мелихова А.П., Цикин И.А. Алгоритмы принятия решения при пеленгационном методе контроля целостности навигационного поля // Радиотехника. – 2018. – № 1. – С. 63-74.
6. Kilts S. Advanced FPGA Design: Architecture, Implementation, and Optimization. – Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2007. – 336 p.

РАДИОПЕЛЕНГАЦИЯ ПО МЕТОДУ MUSIC
В СОЧЕТАНИИ С МЕТОДОМ ЭТАЛОННЫХ РАЗНОСТЕЙ ФАЗ

В настоящее время все более широкое распространение получают пеленгаторы, основанные на методах сверхразрешения, таких как MVDR, MUSIC, ESPRIT [1–3]. В связи с тем, что часто пеленгаторы размещаются на борту беспилотных летательных аппаратов, особый интерес представляет реализация методов на современной программируемой элементной базе с использованием антенных решеток (АР) с малым числом антенных элементов (АЭ), так как к таким устройствам предъявляются повышенные требования к массогабаритным показателям [4–6]. При этом малоизученным остается вопрос влияния неидентичности аналоговых трактов АР и отличия реальной диаграммы направленности (ДН) от расчетной на характеристики пеленгации.

Среди методов сверхразрешения особое место занимает метод MUSIC, сочетающий в себе высокую точность оценки направления прихода сигнала, высокую разрешающую способность и применимость к различным конфигурациям АР. В основе метода MUSIC лежит разделение пространства принятых сигналов на «сигнальное» и «шумовое» подпространства [7]. При этом оценка направления на источник радиоизлучения (ИРИ) находится по расположению главного локального максимума пространственного спектра [8]:

$$P(\theta, \xi) = \frac{\mathbf{a}^H(\theta, \xi)\mathbf{a}(\theta, \xi)}{\mathbf{a}^H(\theta, \xi)\mathbf{U}_N\mathbf{U}_N^H(\theta, \xi)\mathbf{a}(\theta, \xi)},$$

где $\mathbf{a}(\theta, \xi)$ комплексный вектор передачи по направлению между ИРИ и АР, θ – угол азимута ИРИ, ξ – угол места ИРИ, \mathbf{U}_N – матрица, состоящая из собственных векторов, соответствующих шумовому подпространству, матрицы $\hat{\mathbf{R}}_{xx} = \frac{1}{N}\sum_{k=0}^N \mathbf{x}(k)\mathbf{x}^H(k)$, где $\mathbf{x}(k) = [x_1(k) \ x_2(k), \dots, x_M(k)]^T$ – вектор значений комплексных огибающих анализируемых процессов на АЭ в k -ый момент времени.

Исследование влияния особенностей аналоговой части АР на эффективность пеленгации проводилось методом полунатурного моделирования, когда вместо моделей сигналов используются записи реальных сигналов на выходах аналоговых трактов исследуемого реального пеленгатора. Для проведения исследования была создана модель пеленгатора в среде Matlab, структурная схема которой представлена на рис. 1.

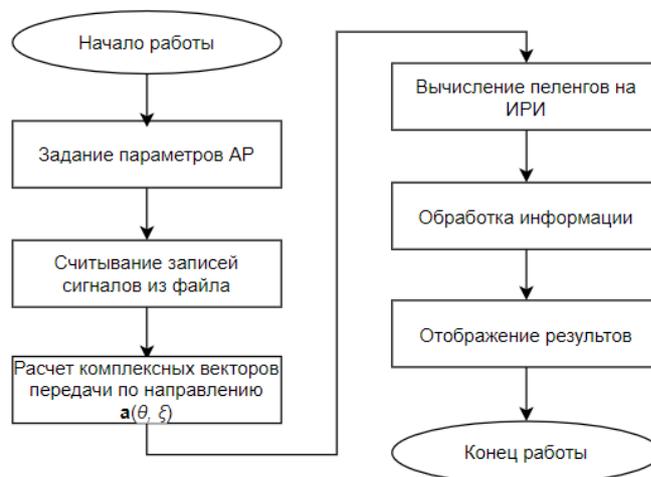


Рис. 1. Структурная схема модели

Записи сигналов производились при помощи прецизионного опорно-поворотного устройства внутри безэховой камеры. Источником служил генератор гармонических сигналов. В качестве антенной системы использовалась АЭ с четырьмя АЭ, вид которых представлен на рис. 2. Антенные элементы представляют собой объемные спиральные антенны, коэффициент усиления которых в диапазоне 1.9 – 4 ГГц равен 7 дБи. В качестве радиоприемного устройства был выбран комплект из двух микросхем широкополосного приемопередатчика ADRV9008.

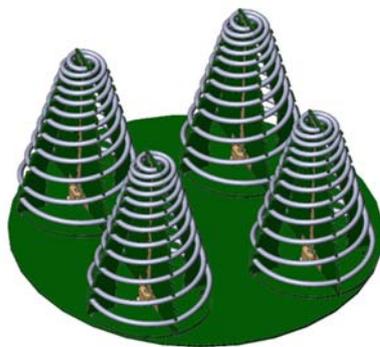


Рис. 2. Антенные элементы АР

На рис. 3 представлен результат имитационного моделирования пеленгатора с использованием модели сигнала (рис. 3, а) и предварительно записанного реального сигнала (рис. 3, б). Истинные угловые координаты: азимут $az = 179^\circ$, угол места $el = 2^\circ$. По осям абсцисс, ординат и аппликат – соответственно азимут, угол места и нормированная мощность сигнала P/P_{max} .

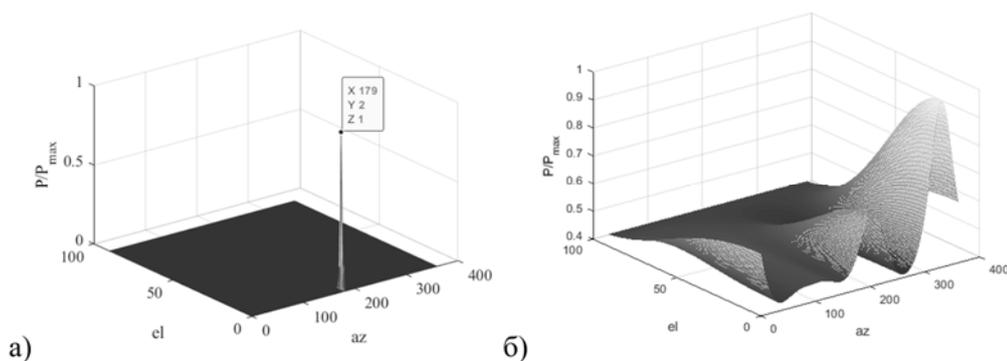


Рис. 3. Результат работы модели: по модели сигнала (а), по записи реального сигнала (б)

Как можно видеть, оценка направления по записи сигнала отличается от истинного, имеются ложные локальные максимумы. Это связано с отличием ДН реальной АР от расчетной и неидентичностью аналоговых трактов реального приемника. При этом если неидентичность аналоговых каналов в принципе может быть компенсирована на этапе предварительной настройки пеленгатора, то решение проблемы отличия реальной ДН от расчётной не является тривиальным вследствие зависимости вида и степени такого отличия от направления прихода сигнала ИРИ.

Для уменьшения влияния описанных выше факторов в работе предлагается воспользоваться методом эталонных разностей фаз (ЭРФ) [9]. При этом заранее, на записях тестового сигнала, измеряются разности фаз между сигналами в различных аналоговых каналах для всех возможных направлений θ и ξ по записям сигналов, т.е. вычисляются ЭРФ, и с их использованием происходит оценка $\hat{\mathbf{a}}(\theta, \xi)$ следующим образом (для случая 4-х АЭ): $\hat{\mathbf{a}}(\theta, \xi) = [e^{j0} e^{j\Delta\hat{\phi}_{12}} e^{j\Delta\hat{\phi}_{13}} e^{j\Delta\hat{\phi}_{14}}]^T$, где $\Delta\hat{\phi}_{ij}$ – усреднённая разность фаз между сигналами на выходах i -го и j -го аналоговых трактов.

Записи сигналов для вычисления ЭРФ выполняются с некоторым шагом по углу, который ограничивает точность определения направления. Для повышения точности пеленгации можно использовать интерполяцию полученных данных [10]. На рис. 4 представлен пример работы модели без интерполяции (рис. 4, а) и с интерполяцией (рис. 4, б), истинные угловые координаты аналогичны рис. 3.

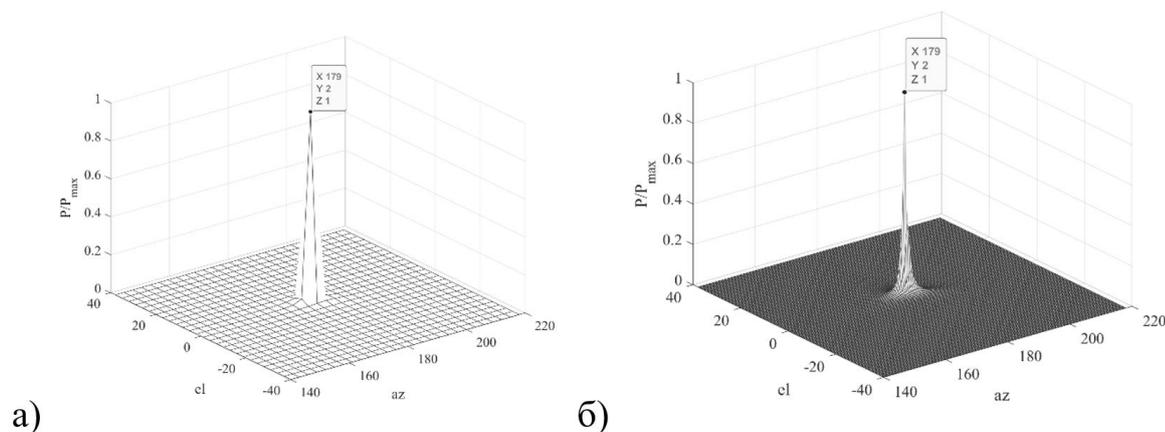


Рис. 4. Результат работы модели: без интерполяции (а), с интерполяцией (б)

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Как показало полунатурное моделирование, неидентичность каналов аналогового тракта и отличие рассчитанной АР от реальной существенно влияют на характеристики пеленгатора. Эффективным способом уменьшения такого влияния является совместное использование метода MUSIC и метода эталонных разностей фаз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhang S., Xu D., Li Y. Comparison of Several DOA Methods Based on Spatial Spectrum Estimation // 2017 International Conference on Computer Technology, Electronics and Communication (ICCTEC). – IEEE, 2017. – С. 145-148.
2. Jaafer Z., Goli S., Elameer A.S. Best Performance Analysis of DOA Estimation Algorithms // 2018 1st Annual International Conference on Information and Sciences (AiCIS). – IEEE, 2018. – С. 235-239.
3. Москалец Н.В. Сравнительный анализ методов оценки направления прихода сигналов. Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2017. – Вып. 188. – С. 126-135.
4. Сухов И.А., Акимов В.П. Метод повышения разрешающей способности пеленгатора с кольцевой антенной решеткой при использовании алгоритма music // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Информатика. Телекоммуникации. Управление. – 2013. – № 3 (174).
5. Kim J., Lee J., Kim H., Park Y.M., Choi J., Hwang K.C., Kim S. Performance analysis of DOA estimation in the presence of mutual coupling for UAV // 2016 IEEE International Conference on Network Infrastructure and Digital Content (IC-NIDC). – IEEE, 2016. – P. 254-256.
6. Мелихова А.П., Цикин И.А. Алгоритмы принятия решения при пеленгационном методе контроля целостности навигационного поля // Радиотехника. – 2018. – № 1. – С. 63-75.
7. Balanis C.A., Ioannides P.I. Introduction to smart antennas // Synthesis Lectures on Antennas. – 2007. – Т. 2. – № 1. – С. 1-175.
8. Van Trees H.L. Optimum array processing: Part IV of detection, estimation, and modulation theory. – John Wiley & Sons, 2004.
9. Давыденко А.С., Макаров С.Б. Применение метода эталонной разности фаз для определения пространственной ориентации объекта // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Информатика. Телекоммуникации. Управление. – 2013. – № 2 (169).
10. Калиткин Н.Н. Численные методы. 2 изд. – БХВ-Петербург, 2011.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПОРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА
САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Малошумящие опорные автогенераторы (ОАГ) используются во многих радиотехнических системах. Их фазовые шумы (ФШ) влияют на предельные параметры систем связи. На уровень ФШ ОАГ оказывает влияние как нагруженная добротность Q_n резонансной системы (РС), так и фазовые шумы усилителя, входящего в состав автогенератора [1, 2]. Усилители, созданные на основе SiGe биполярных транзисторов с гетеропереходами (БГТ), обладают наиболее низким уровнем низкочастотных ФШ [3]. В сантиметровом диапазоне рабочих частот на практике широко применяют ОАГ с РС на диэлектрическом резонаторе (ДР). При малой себестоимости изготовления такие ОАГ имеют достаточно низкий уровень ФШ.

Целью работы являлось создание и исследование макета малошумящего ОАГ с рабочей частотой вблизи 10 ГГц на основе разработанной РС на ДР и малошумящего усилителя (МШУ) на SiGe БГТ.

В качестве РС использовалась модифицированная конструкция резонансной системы с ДР, расположенным в металлической полости [4]. ДР представляет собой дисковый резонатор с абсолютной диэлектрической проницаемостью $\epsilon=30$. Диаметр ДР 6 мм, высота 2.7 мм. Собственная добротность Q_c ДР 20000. РС имеет резонансную частоту f_p равную 9,946 ГГц, потери L на f_p равны 7,55 дБ, а нагруженная добротность Q_n близка к 6200. МШУ был создан по схеме с общим эмиттером на одном SiGe БГТ типа VFP843 [5]. Коэффициент усиления K_p на рабочей частоте f_0 вблизи 10 ГГц равен 10 дБ, коэффициент шума $K_{ш}$ 2,6 дБ. Уровень выходной мощности $P_{вых,1дБ}$ для 1 дБ компрессии K_p равен 1,7 дБм. Аппроксимированная выходная мощность для интермодуляционных искажений третьего порядка IP3 равна 9,5 дБм. Макет ОАГ представлял схему автогенератора с внешней обратной связью (ВОС) (рис. 1). В качестве фазовращателя ϕ использовался волноводный отражательный фазовращатель, а в качестве направленного ответвителя (НО) использовался сплиттер типа ZX10-2-126-S фирмы Minicircuits [6].

Перед созданием макета ОАГ было проведено измерение S-параметров отдельных его линейных частей и произведено моделирование в среде AWR. Оказалось, что потери в соединительных кабелях и фазовращателе не позволяют добиться условий самовозбуждения при использовании МШУ на одном транзисторе. Поэтому в усилитель был добавлен 2-ой каскад, соединенный с первым каскадом через аттенуатор с затуханием около 2,5 дБ. В результате K_p МШУ достиг 17,5 дБ. Это позволило обеспечить условия возбуждения ОАГ. Причем самовозбуждение автогенератора наблюдалось только в узком диапазоне углов ϕ . Подбирая ϕ , удалось добиться минимального уровня ФШ $S_\phi \big|_{F=10 \text{ кГц}}$ равного -122,9 дБн/Гц на частоте анализа $F=10$ кГц (рис. 2). При этом выходная мощность модели ОАГ на частоте f_0 равной 9,945 ГГц была равна -3,85 дБм. Также для более детального анализа ОАГ при моделировании усилителя использовалась его нелинейная модель «Nonlinear Amplifier System Model (Closed Form): NL_AMP» [7], в которую подставлялись экспериментально измеренные параметры МШУ, приведенные выше. Для этой модели усилителя был получен уровень ФШ $S_\phi \big|_{F=10 \text{ кГц}}$ равный -123 дБн/Гц. При этом выходная мощность модели ОАГ на частоте f_0 равной 9,946 ГГц была равна -3,16 дБм. На рис. 2 также приведены экспериментальные результаты, полученные для макета ОАГ. Видно, что для частоты анализа F равной 10 кГц наблюдается практическое совпадение экспериментального значения $S_\phi \big|_{F=10 \text{ кГц}}$ равного -122,2 дБн/Гц с аналогичными значениями, полученными при моделировании. При этом выходная мощность

макета ОАГ на частоте f_0 равной 9,943 ГГц достигала уровня $-1,73$ дБм. На частотах анализа более 10 кГц также наблюдается практическое совпадение экспериментальных и рассчитанных значений уровней ФШ. Причем зависимости $S_\phi(F) \sim 1/F^2$. Такая зависимость, как известно [8], говорит об основном вкладе равномерного по частоте источника шума усилителя в ФШ ОАГ. Следует отметить, что зависимость $S_\phi(F)$ для модели МШУ на основе «NL_AMP» на этих частотах более близка к экспериментальной зависимости, поскольку при моделировании используется экспериментально найденное значение $K_{ш}$.

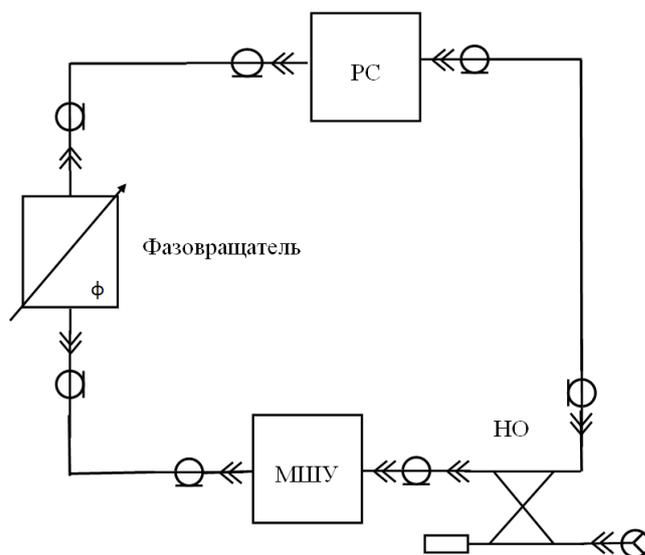


Рис. 1. Структурная схема автогенератора с внешней обратной связью

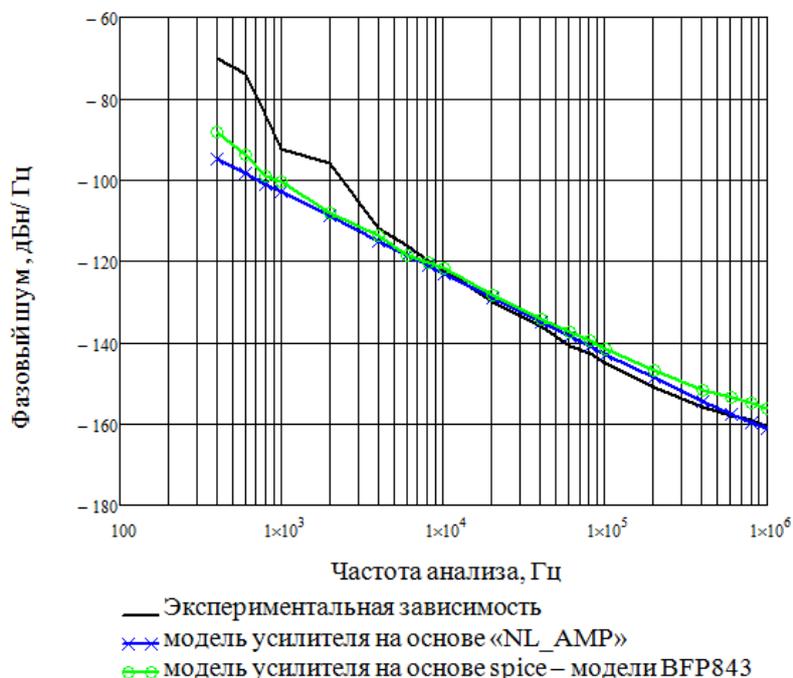


Рис. 2. Фазовый шум исследуемого опорного автогенератора

На частотах анализа меньше 10 кГц для модели ОАГ с использованием усилителя на основе «NL_AMP» наблюдается по-прежнему зависимость $S_\phi(F) \sim 1/F^2$, поскольку в этой модели усилителя используется только равномерный по частоте источник шума. Для модели

ОАГ с использованием МШУ на основе spice-модели BFP843 наблюдается зависимость $S_{\phi}(F)$ приближающаяся к $1/F^3$, что отражает вклад фликкерного источника шума [8]. Но обе смоделированные зависимости $S_{\phi}(F)$ идут ниже экспериментальной кривой. Это связано, по-видимому, с действием дополнительных низкочастотных источников шума, существующих в БГТ и не учитываемых в современных spice-моделях транзисторов [9].

Таким образом, результаты исследования показывают, что НЧ шумы в SiGe БГТ дают основной вклад в ФШ ОАГ на относительно малых частотах отстройки F . В частности, для транзисторов типа BFP843 это проявляется для F близких к 1 кГц. Это позволяет получать результаты моделирования близкие к экспериментальным значениям для частот анализа более 10 кГц. В связи с отсутствием разработанной в настоящее время НЧ шумовой spice-модели БГТ моделирование ФШ ОАГ на низких частотах анализа ($F < 10$ кГц) следует выполнять по методике, разработанной в [10]. Однако эта методика требует предварительного экспериментального измерения ФШ усилителя, что не всегда возможно.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90272.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chenakin A. Frequency Synthesis: Current Status and Future Projections // *Microwave Journal*. – 2017. – V. 60. – N 4. – P. 22-36.
2. Ченакин А. Фазовые шумы в СВЧ-генераторах. Методы решения проблемы // *Электроника: НТБ*. – 2011. – № 4. – С. 52-61.
3. Boudot R., Rubiola E. Phase Noise in RF and Microwave Amplifiers // *IEEE Transactions on UFFC*. – 2012. – V. 59. – N 12. – P. 2613-2624.
4. Егоров Е.В., Малышев В.М. Экранированная колебательная система опорного СВЧ-генератора с торцевым возбуждением дискового диэлектрического резонатора // *НТБ. Информатика. Телекоммуникации. Управление*. – 2017. – Т. 10. – № 2. – С. 45-57.
5. Gummel-Punn model BFP843 // *Infineon spice model library for RF transistors*. – 2020. – URL: <https://www.infineon.com/cms/en/product/rf-wireless-control/rf-transistor/ultra-low-noise-sigec-transistors-for-use-up-to-12-ghz/bfp843/#!simulation>. – (дата обращения: 29.10.2020).
6. Mini-Circuits ZX10-2-126-S // *Datasheet*. – 2020. – URL: <https://www.minicircuits.com/WebStore/dashboard.html?model=ZX10-2-126-S%2B>. – (дата обращения: 29.10.2020).
7. *Microwave Office Element Catalog. AWR Design Environment v15.01 Edition. Legal notices* // Cadence. – 2020. – URL: <http://kb.awr.com/display/help/Documentation>. – (дата обращения: 29.10.2020).
8. Rubiola E. *Phase Noise and Frequency Stability in Oscillators*. – Cambridge University Press, 2009. – 203 p.
9. Yakimov A.V., Klyuev A.V., Krevskii M.A. The Nature of Introduced Phase 1/f Noise in Microwave Oscillators // *Journal of Communications Technology and Electronics*. – 2020. – Vol. 65. – N 1. – P. 84-89.
10. Egorov E.V., Malyshev V.M. Phase Noise Simulation of Microwave Reference Oscillator Based on the MMIC Amplifier // *Proceedings of the 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics, EExPolytech*. – 2019. – P. 38-41.

УДК 621.391.1

Н.С. Ильченко, Е.А. Попов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ПРОГРАММНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ АЛГОРИТМОВ ОПТИМАЛЬНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ В УСЛОВИЯХ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЁННОСТИ

Радиолокация и задачи, связанные с обнаружением, являются ярким примером области радиотехники, где порой оказывается весьма затруднительно, а иногда и невозможно определить априорную информацию о сигнале, например, вероятность появления сигнала,

амплитуда, длительность импульса, момент начала импульса или одновременно и начала, и окончания импульса. Исходя из этого, необходимо использовать методы и алгоритмы, позволяющие совместно с принятием решения производить и оценку параметров.

На сегодняшний момент известно достаточно большое число работ, связанных с совместным обнаружением-оценкой сигналов [1–3]. В частности, в [4] подробно исследована эта проблема применительно к сигналу прямоугольной формы. Однако при использовании сигналов с непостоянной огибающей возникают условия, при которых предложенный в [4] подход перестаёт быть корректным. В данной работе предпринята попытка решения задачи для сигнала произвольной формы.

Рассмотрим, прежде всего, случай, когда сигнал является прямоугольным импульсом. На интервале наблюдения $[0; T]$ производится обнаружение сигнала $s(t)$ прямоугольной формы с известной амплитудой A_0 (полагая, что она учитывает канальный множитель) и неизвестной длительности τ :

$$s(t) = \begin{cases} A_0, & 0 < t < \tau; \\ 0, & t > \tau. \end{cases} \quad (1)$$

При этом τ может принимать значения из интервала $[T_1; T_2]$, где $T_2 \leq T$.

Алгоритм обнаружения, соответствующий стратегии Неймана–Пирсона, имеет вид

$$L_1 \equiv \ln \Lambda [z(t), \tau^*] \stackrel{H_1}{\underset{H_2}{\gtrless}} \ln \Lambda_{\text{НП}}, \quad (2)$$

где $z(t) = s(t) + n(t)$ – принимаемое колебание (сумма полезного сигнала и шума), а $\Lambda_{\text{НП}}$ – порог принятия решения, определяемый из заданной вероятности ложной тревоги; гипотеза H_1 соответствует наличию сигнала на входе приёмника; гипотеза H_2 – отсутствию сигнала.

В условиях неизвестной длительности в функционал отношения правдоподобия (ФОП)

$$\ln \Lambda [z(t), \tau] = \frac{2A_0}{N_0} \int_0^\tau z(t) dt - \frac{A_0^2 \tau}{N_0}, \quad (3)$$

необходимо подставить оценку длительности τ^* . Как правило, используют оценки, полученные, исходя из стратегии максимального правдоподобия (МП-оценки):

$$\tau^* = \arg \max_{\tau \in [T_1; T_2]} (\ln \Lambda [z(t), \tau]).$$

Как известно [5], эффективная оценка параметра существует, то МП-оценка таковой и является. Более того, даже если МП-оценка не является строго эффективной, она является асимптотически эффективной, т.е. приближается к эффективной по мере увеличения отношения сигнал-шум.

Особенностью оценивания длительности τ является то, что ФОП оказывается недифференцируемой функцией аргумента, что не позволяет получить уравнение правдоподобия в замкнутой форме. В этих условиях приходится привлекать аппарат марковских процессов, и это приводит к необходимости решения уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова (ФПК) для плотности вероятности $w(x, \tau)$ для некоторого случайного процесса $x(\tau)$, связанного с ФОП L_1 :

$$\frac{\partial w(x, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial x} [a(x, \tau)w(x, \tau)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} [b(x, \tau)w(x, \tau)], \quad (4)$$

в котором коэффициенты $a(x, \tau)$ и $b(x, \tau)$ определяются различными факторами: формой сигнала, числом неизвестных параметров и др.

Если сигнал $s(t)$ имеет прямоугольную форму, то коэффициенты a и b оказываются константами, что даёт возможность достаточно простыми средствами решить уравнение (4).

В реальных условиях осуществляется приём и оценка параметров сигналов, форма которых отличается от прямоугольной. Это существенно меняет ситуацию, поскольку, по меньшей мере, один из коэффициентов уравнения ФПК оказывается зависящим от времени.

Запишем сигнал в виде

$$s(t) = \begin{cases} A_0 g(t), & 0 < t < \tau; \\ 0, & t > \tau; \end{cases} \quad T_1 \leq \tau \leq T_2, \quad (5)$$

где $g(t)$ – известная функция, описывающая форму сигнала. Тогда ФОП

$$\ln \Lambda[z(t), \tau] = \frac{2A_0}{N_0} \int_0^\tau z(t) g(t) dt - \frac{A_0^2}{N_0} \int_0^\tau (g(t))^2 dt, \quad (7)$$

и при МП-оценивании длительности τ возникает уравнение ФПК (4) с коэффициентами

$$a(\tau) = \frac{A_0^2}{N_0} g^2(\tau), \quad b(\tau) = \frac{2A_0^2}{N_0} g^2(\tau). \quad (8)$$

Начальным условием является распределение $w(x, T_1)$ в момент времени T_1 . Граничным условием является то, что процесс не достигнет границ при $x = 0$ и $x = \infty$:

$$w(x = 0, \tau) = w(x = \infty, \tau) = 0.$$

Для получения решения предложено использовать замену:

$$U(x, \tau) = w(x, \tau) \exp\left(-\frac{x}{2} + \frac{d(\tau)}{4}\right); \quad (9)$$

$$w(x, \tau) = U(x, \tau) \exp\left(\frac{x}{2} - \frac{d(\tau)}{4}\right).$$

позволяющую свести уравнение ФПК к уравнению диффузионного процесса с переменным коэффициентом:

$$\frac{\partial U(x, \tau)}{\partial \tau} = \frac{b(\tau)}{2} \frac{\partial^2 U(x, \tau)}{\partial x^2}. \quad (10)$$

Получение решения уравнения (10) представляется достаточно сложной задачей; в замкнутом аналитическом виде его решить, по-видимому, невозможно. Конечно, существует возможность получения численного решения, однако это, скорее всего, окажется недостаточным, поскольку выражение для плотности вероятности $w(x, \tau)$ не является конечной целью, а используется для дальнейших аналитических вычислений. В этой связи целесообразно использовать полуаналитические методы, а также асимптотические решения для больших и малых значений параметра $b(\tau)$, т.е. для больших и малых значений отношения сигнал-шум.

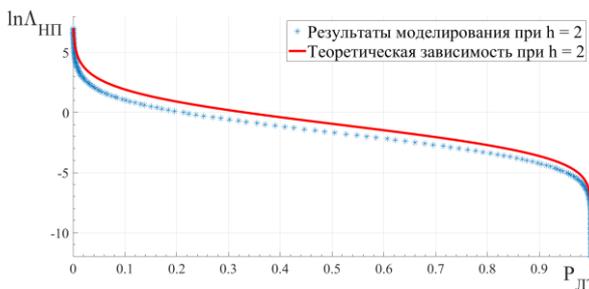


Рис. 1. Сравнение зависимостей вероятности ложной тревоги

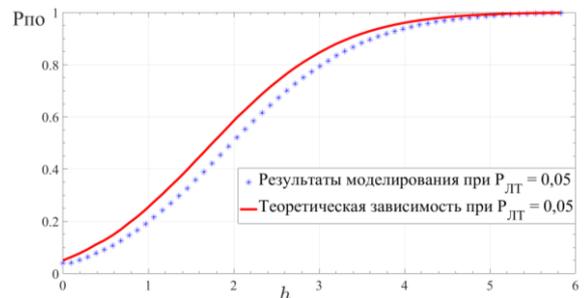


Рис. 2. Сравнение зависимостей вероятности правильного обнаружения

В результате работы получена программная реализация алгоритма оптимального обнаружения (2) сигнала произвольной формы и неизвестной длительности, и проведено имитационное моделирование обнаружения сигнала с МП-оценкой длительности. Результаты имитационного моделирования для сигнала с прямоугольной формой представлены на рис. 1

и 2. На этих же рисунках приведены теоретические зависимости помехоустойчивости, рассчитанные по формулам, приведенным в (4).

Как следует из анализа представленных результатов, наблюдается некоторое расхождение между расчётными зависимостями и экспериментальными точками. Отчасти это можно объяснить неточностью интегрирования (требуется считать многомерные интегралы с бесконечными пределами), однако, по-видимому, имеют место более глубокие причины, выяснение которых является текущей задачей.

Дальнейшие задачи в рамках выполняемых исследований связаны с разработкой полуаналитических (т.е. численно-аналитических) и асимптотических методов решения уравнения (10), а также обобщение полученных результатов для случаев, когда, наряду с длительностью, неизвестными являются и другие параметры, например, амплитуда сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Трифонов А.П., Корчагин Ю.Э., Литвинов Е.В. Квазиправдоподобное обнаружение сигналов с неизвестными амплитудой и длительностью // Вестник воронежского государственного университета. – 2016. – № 1. – С. 41-49.
2. Акимов П.С., Бакут П.А., Богданович В.А. и др. Теория обнаружения сигналов / Под ред. П.А. Бакута. – М.: Радио и связь, 1984.
3. Трифонов А.П., Корчагин Ю.Э. Приём сигнала с неизвестной длительностью // Известия вузов. Радиофизика. – 2002. – Т. 45. – № 7. – С. 625-637.
4. Трифонов А.П., Корчагин Ю.Э., Беспалова М.Б. Статистические свойства высоты и положения абсолютного максимума марковского случайного процесса типа Башелье // Вестник ВГУ. Серия: Физика. Математика. – 2014. – № 4. – С. 54-65.
5. Ивченко Г.И., Медведев Ю.И. Введение в математическую. – М.: Издательство ЛКИ, 2010. – 600 с.

УДК 621.375.4

С.В. Кирпиченко, В.М. Малышев, А.Б. Никитин
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ДВУХЗОНДОВЫЙ ТЮНЕР ДЛЯ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ С ПЕРЕМЕННЫМ ИМПЕДАНСОМ

В настоящее время при создании разнообразных СВЧ устройств: автогенераторов, усилителей, работающих в нелинейном режиме, для достижения их оптимальных параметров: максимальной выходной мощности, максимального КПД, минимального коэффициента шума и т.п. разработчикам приходится самостоятельно экспериментальным образом подбирать сопротивления на входе и выходе устройства. Это обусловлено тем, что производители активных приборов редко приводят их рабочие модели, поскольку создание адекватной нелинейной модели транзистора, учитывающей также температурные эффекты, представляет сложную научно-техническую задачу [1, 2]. Для целей подбора обычно используют различные измерительные схемы и системы с переменным импедансом (Load Pull). Структурная схема одной из таких широко распространенных систем [3] представлена на рис. 1.

Одним из важных элементов такой системы является тюнер импедансов. Для обеспечения согласований в широком диапазоне частот и при большом уровне мощности к таким элементам предъявляются весьма жесткие требования: широкий диапазон согласования или рассогласования, достаточное разрешение точек импеданса, синтезируемых тюнером, допустимая мощность, широкий частотный диапазон [4]. Создание тюнера, обеспечивающего эти требования, представляет сложную техническую задачу. Поэтому даже в отечественных системах Load Pull [5] используют зарубежные тюнеры от компании Maury Microwave, являющейся мировым лидером в создании систем измерений с переменным импедансом [4].

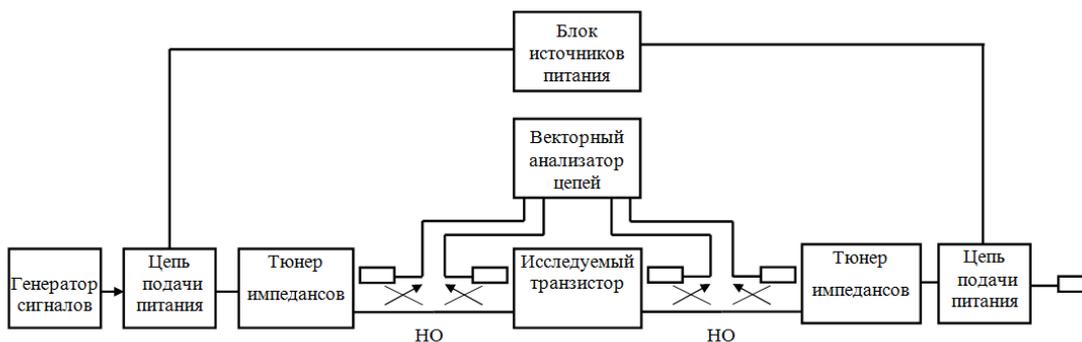


Рис. 1. Система измерений с переменным импедансом

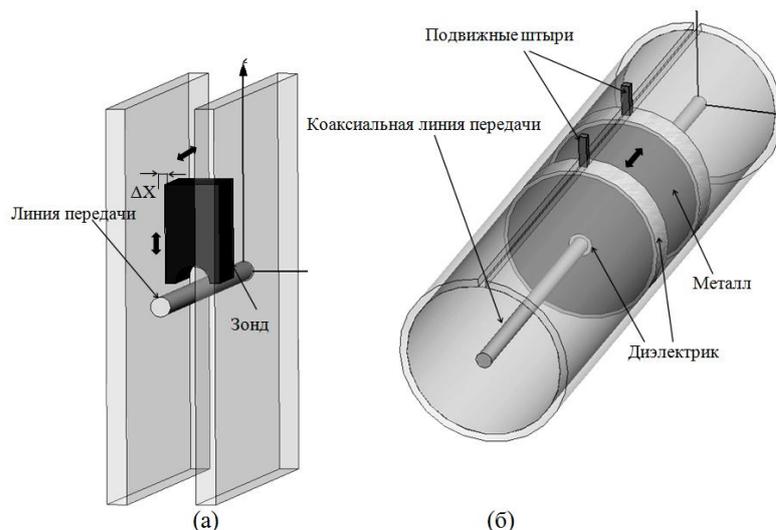


Рис. 2. Тюнеры импеданса: (а) – со скользящим зондом; (б) – штыревой тюнер

Целью работы является моделирование тюнера импеданса коаксиального исполнения для диапазона частот 0,5–6 ГГц и с предельной непрерывной мощностью 500 Вт.

Наиболее распространенная модель такого тюнера [3] представляет скользящий зонд в пластинчатой линии передачи (рис. 2а). Регулируя его положение можно обеспечить практически любой коэффициент отражения. Моделирование в САПР HFSS показало, что для обеспечения значительного коэффициента отражения (более 0,8) во всем диапазоне частот требуется весьма малое расстояние ΔX (менее 0,01 мм) между зондом и боковыми стенками пластинчатой линии. Это значительно усложняет конструкцию тюнера. Другая распространенная конструкция тюнера включает два подвижных металлических штыря, отделенных от металлических конструкций фидера слоем диэлектрика (рис. 2б). Управляя расстоянием между штырями можно обеспечить нужный коэффициент отражения. Недостатком такого тюнера является относительно узкая полоса. Она не превышает октавы [2].

В данной работе для обеспечения широкой полосы настройки и значительного коэффициента отражения при не очень жестких требованиях к максимальному расстоянию между зондом и стенками линии (ΔX не менее 0,1 мм) была рассмотрена конструкция тюнера с двумя независимыми зондами. Модель такого тюнера изображена на рис. 3. Для обеспечения необходимой мощности была взята коаксиальная линия с разъемами стандарта 7/16 DIN [6]. На рис. 4 приведены результаты моделирования: частотной зависимости модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ для разных расстояний D_u между двумя зондами. При этом расстояние $\Delta X=0,2$ мм. Высоты зондов – 40 мм, ширина первого зонда – 40 мм, ширина второго зонда – 20 мм. Длина линии – 388 мм. Зонды опущены вниз.

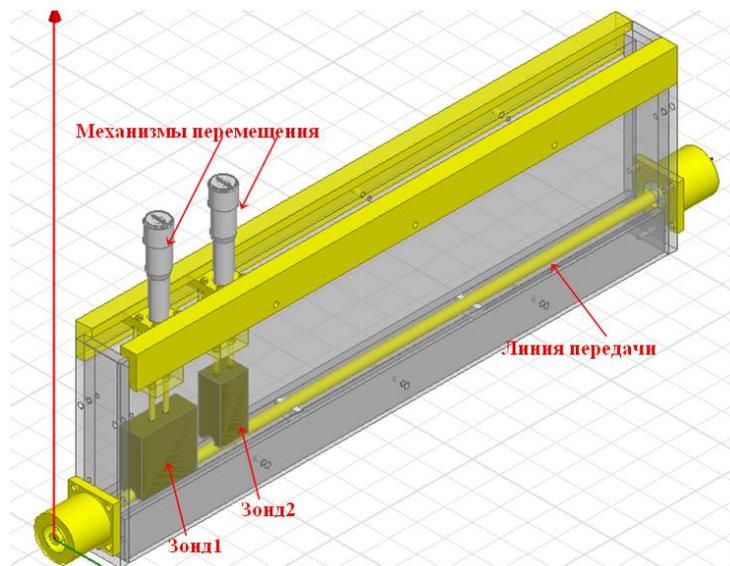


Рис. 3. Модель двухзондового тюнера

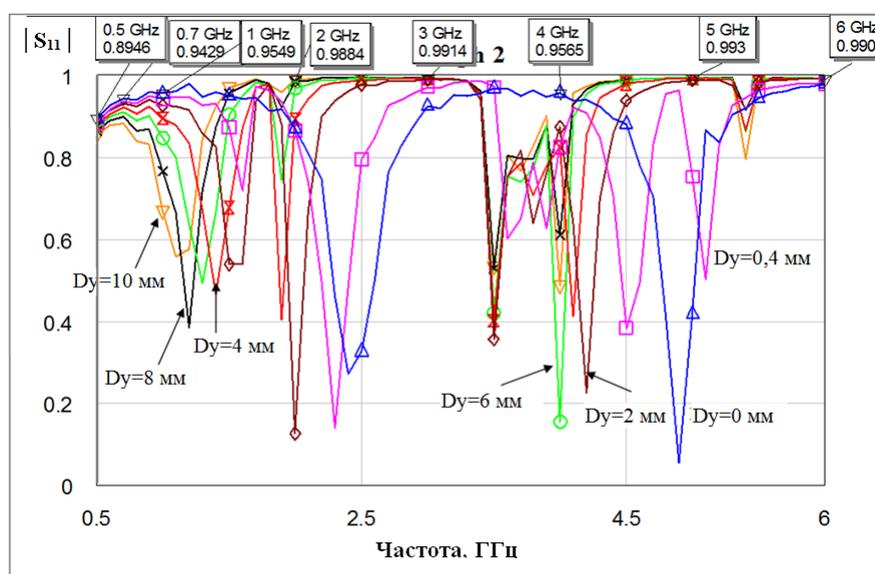


Рис. 4. Зависимость модуля коэффициента отражения $|S_{11}|$ от частоты

Минимальный диапазон согласования MMR разработанной конструкции равен 12:1 (по КСВН), а типовой диапазон согласования TMR (КСВН на 70% частот) достигает 40:1, вносимые максимальные потери МПЛ (при полностью поднятых зондах) менее 0,46 дБ. Коаксиальный тюнер фирмы Maury Microwave длиной 338 мм диапазона частот 0,6–6 ГГц с разъемом 7/16 типа 1643L имеет MMR 10:1, а МПЛ 0,5 дБ.

Таким образом, результаты моделирования показывают, что тюнер на основе двух зондов с независимым позиционированием позволяет получить технические параметры не хуже серийных образцов тюнеров. При этом не требуются сверхмалые расстояния ΔX между зондом и боковыми стенками пластинчатой линии, что значительно упрощает его конструкцию. Вместе с тем следует отметить, что при этом возрастает время измерений по сравнению с тюнером на основе одного зонда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lidow A., de Rooij M., Strydom J., Reusch D., Glaser J. GaN Transistors for Efficient Power Conversion. Third Edition. – John Wiley & Sons Ltd, 2020. – 366 p.

2. Сечи Ф., Буджатти М. Мощные транзисторные СВЧ-усилители. – М.: Техносфера, 2015. – 416 с.
3. Simpson C. Impedance Tuning 101. A beginner's guide to all things load pull // Microwaves&RF magazine. – digital edition of 1 December, 2014 – URL: <http://mwrwf.com/test-measurement/impedance-tuning-101>. – (дата обращения: 21.10.2020).
4. Решения в области характеризации устройств измерения и моделирования Maury // elec.ru: электротехнический интернет портал. – 2020. – URL: https://www.elec.ru/viewer?url=/files/2018/02/14/Maury_Решения_в_области_характеризации_устройств_измерения_и_моделирования.pdf. – (дата обращения: 21.10.2020).
5. Кириленко Е., Губа В., Быкова О. Современная система Load Pull российского производства // СВЧ электроника. – 2017. – № 1. – С. 74-77.
6. Джуринский К.Б. Современные радиочастотные соединители и помехоподавляющие фильтры. – СПб.: Медиа Группа Файнстрит, 2014. – 428 с.

УДК 004.93

М.А. Лопатин, С.А. Фёдоров, С.В. Завьялов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ «СЛУЧАЙНЫЙ ЛЕС» ДЛЯ ПОЗИЦИОНИРОВАНИЯ ЧЕЛОВЕКА В ПОМЕЩЕНИЯХ ПРИ ПОМОЩИ СИГНАЛА WI-FI

В современном мире широко распространена технология Wi-Fi и одной из возможностей её использования является классификация или позиционирование физических объектов на основе Channel State Information (CSI, информация о состоянии канала) [1]. В этой статье рассматривается позиционирование человека внутри помещений с использованием одного единственного метода машинного обучения: случайного леса (Random Forest) [2].

Рассмотрим методику проведения эксперимента. Имеется два одинаковых роутера модели WR841NDv2 с модифицированной прошивкой OpenWrt, позволяющей извлекать информацию CSI – это матрица комплексных чисел размером $54 \times 2 \times 2$, характеризующая амплитуды и фазы для четырёх путей прохождения сигнала между антеннами роутеров, где 54 – число поднесущих для каждого пути, 2 и 2 – число отправляющих и принимающих антенн соответственно (рис. 1). Далее рассматриваются только амплитудные значения (по предварительным экспериментам классификация с использованием фаз неэффективна).

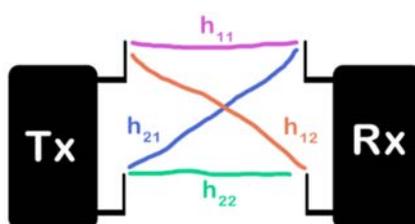


Рис. 1. Схема распространения сигнала. h_{11} , h_{12} , h_{21} и h_{22} – пути прохождения сигнала, по ним одновременно передается один и тот же пакет с использованием 54 поднесущих сигнала

Расположение принимающего (RX) и отправляющего (TX) пакеты роутеров было выбрано таким образом, чтобы сигнал проходил через наибольшую площадь квартиры; положение и антенны устройств были зафиксированы. После проведения эксперимента и записи результирующей информации CSI, файлы передавались на компьютер для выполнения процедуры обучения и тестирования модели. Причем для этого использовались разные выборки (выборки для тестирования сняты сразу после выборок для обучения). Проводилась бинарная классификация нахождения человека в однокомнатной квартире (человек может

находиться только в одном из двух мест) с помощью метода машинного обучения «Случайный лес», выбранные места – комната и кухня. Перед обучением можно как совместить поднесущие для различных путей в 1 большой фрейм данных (рис. 2), так и обучать методы на каждом из 4-х фреймов отдельно. Скрипт для классификации был написан на Python с использованием модуля машинного обучения sklearn.

	0	1	2	...	222	223	object_type
0	145.416643	152.751432	161.220346	...	127.279221	121.696343	room
1	72.013888	71.119618	72.111026	...	204.156802	192.379833	room
2	97.329338	100.129916	107.689368	...	170.880075	163.771182	kitchen
3	105.004762	109.073370	109.293184	...	164.984848	158.319298	kitchen
4	106.480045	109.480592	112.008928	...	180.421728	172.513768	room
...
6799	127.561750	131.552271	140.007143	...	135.329228	127.577427	room
6800	121.247680	169.168555	143.000000	...	153.837577	146.863883	room
6801	144.249783	156.540730	164.693655	...	172.029067	166.979041	room
6802	100.717426	100.404183	112.361025	...	152.869225	149.495819	kitchen
6803	107.331263	106.929884	101.843016	...	181.069048	169.578890	room

Рис. 2. Фрейм значений амплитуд для поднесущих сигнала. Крайний левый столбец – индексы принятых пакетов. Число столбцов $225 = 54 * 4 + 1$ столбец целевой переменной

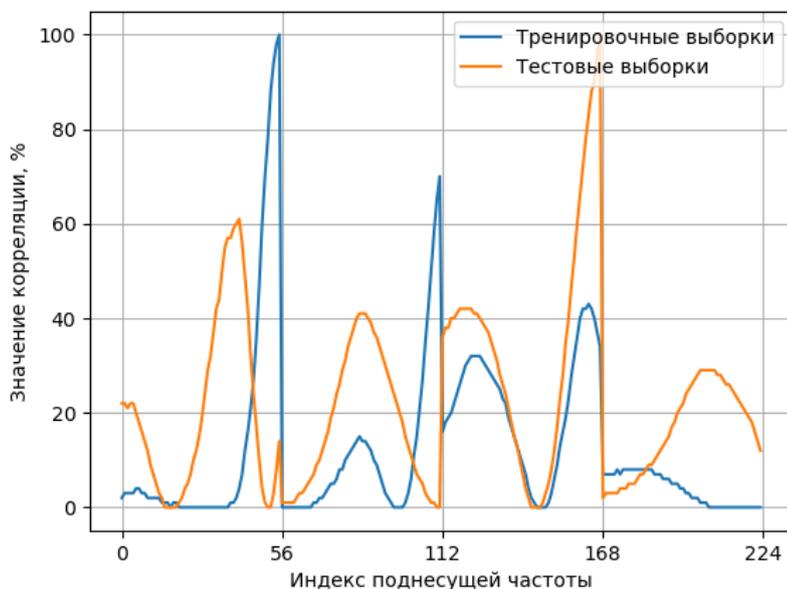


Рис. 3. График статистической корреляции поднесущих для тренировочной и тестовой выборки. По горизонтали – индекс поднесущей для объединенного фрейма данных, по вертикали – значение корреляции в процентах

Проведем анализ корреляции поднесущих с целевой переменной (рис. 3). Под целевой переменной понимается значение, которое метод машинного обучения должен сопоставить данным в других столбцах после подготовки. Корреляция для всех путей меняется достаточно плавно, без резких рывков, за исключением стыков; однако у каждого из четырёх путей прохождения сигнала имеются поднесущие, корреляция которых значительно превышает корреляцию всех остальных для данного пути прохождения сигнала, что говорит о различной степени влияния физической обстановки (а именно местоположения человека) на поднесущие во время эксперимента.

Упрощенно алгоритм «Случайный лес» (Дерево Решений) [3] выглядит следующим образом. Из всех поднесущих выделяется одна, по которой можно верно классифицировать наибольшее число пакетов; затем происходит классификация на две (в нашем случае) ветви; далее в каждой из ветвей выбирается поднесущая, дающая лучшую корреляцию (за исключением выбранных ранее) и т.д. Ключевой особенностью Случайного леса является возможность ограничить глубину ветвлений. Без ограничений глубины этот метод

демонстрирует около 72.30% точности для объединенного фрейма данных и по 100% точности для каждого из четырёх отдельных фреймов данных, которые описывают соответствующие пути прохождения сигнала. При увеличении глубины точность классификации местоположения человека в квартире (комната или кухня) для индивидуальных путей прохождения сигнала возрастает (табл. 1), хотя, принято считать, что чрезмерное увеличение глубины ветвления приводит к переобучению и ухудшению точности классификации.

Таблица 1. Результаты классификации (точность) для метода «Случайный лес»

№	Глубина	Объединенный фрейм данных, %	h_{11} , %	h_{12} , %	h_{21} , %	h_{22} , %
1	1	65,53	56,49	61,07	58,48	53,63
2	3	76,38	61,04	67,42	65,32	61,85
3	5	75,34	68,84	72,68	71,19	67,98
4	8	73,29	80,01	83,31	81,72	82,00
5	10	75,72	85,54	92,34	89,57	91,67
6	14	73,40	97,26	99,84	99,11	99,33
7	20	73,18	99,80	100,00	100,00	100,00

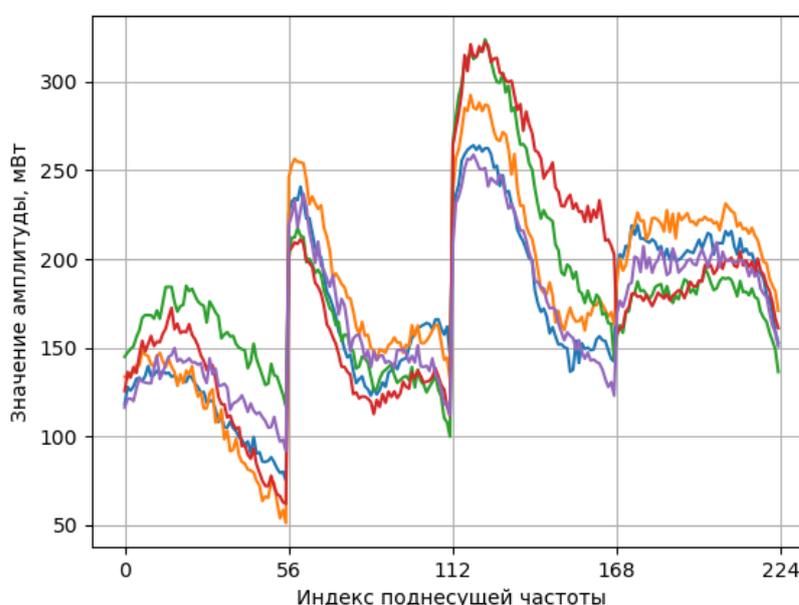


Рис. 4. Визуальное представление склеенных наборов данных для четырёх путей прохождения сигнала. Каждая цветная линия – CSI для одного пакета. Хорошо заметен дрейф поднесущих путей h_{11} , h_{12} , h_{21} и h_{22} относительно друг друга при сохранении формы кривой для каждого пути

Такое поведение метода машинного обучения связано с тем, что значения амплитуд отдельных поднесущих пути прохождения сигнала подвержены дрейфу во времени (рис. 4) на небольшую величину. То есть, когда мы объединяем пути прохождения сигнала в один фрейм данных, проведение классификации для используемого метода машинного обучения значительно усложняется, потому что деревья в методе начинают проводить разделения данных в районе корня по поднесущим из разных путей прохождения сигнала (т.к. они имеют пики с высокой корреляцией (рис. 3)), которые смещаются во времени относительно друг друга, в отличие от поднесущих из одного пути, которые при дрейфе смещаются совместно, что не оказывает влияния на работу Случайного леса, потому что в таком случае не искажается порядок деления в дереве – максимум остается максимумом, а минимум – минимумом.

В данной статье мы рассмотрели поведение метода машинного обучения «Случайный лес» при попытке проведения бинарной классификации местоположения человека в квартире и сделали вывод, что для метода «Случайный лес» эффективнее использовать наборы данных

для индивидуальных путей из-за наличия дрейфа во времени для амплитуд поднесущих путей прохождения сигнала. Этот дрейф происходит из-за того, что для сбора CSI используются недорогие роутеры, отдельные антенны которых могут излучать нестабильную мощность. У этого проекта имеется официальный открытый репозиторий с исходными данными, в котором можно повторить эксперимент [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Li H., Zeng X., Li Y., Zhou S., Wang J. Convolutional neural networks based indoor Wi-Fi localization with a novel kind of CSI images // China Communications. – 2019. – V. 16. – N 9. – P. 250-260.
2. sklearn.ensemble.RandomForestClassifier // SCIKIT-LEARN.ORG: Machine Learning in Python. – URL: <https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.ensemble.RandomForestClassifier.html>. (дата обращения: 02.10.2020).
3. Breiman L. Random forests // Machine Learning. – 2001. – V. 45. – P. 5-32.
4. Репозиторий проекта // GITHUB.COM: сервис для хостинга IT-проектов. – URL: https://github.com/maksimio/csi_classification. (дата обращения: 02.10.2020).

УДК 621.375.4

В.М. Малышев, А.Б. Никитин, Е.А. Новопашин
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЮНЕРА ИМПЕДАНСОВ ДЛЯ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ

При разработке усилителей мощности (УМ) СВЧ диапазона одной из важнейших задач является построение согласующих входных и выходных цепей, обеспечивающих максимальный уровень мощности колебания в нагрузке. Решение этой задачи при проектировании УМ требует использования нелинейной модели транзистора, адекватно описывающей его работу в режиме большого сигнала [1, 2]. К сожалению, имеющиеся в открытом доступе нелинейные модели современных СВЧ транзисторов часто являются недостаточно полными и отражают работу приборов лишь в ограниченном диапазоне изменения уровня сигнала и значений нагрузок. Из-за чего разработка УМ на транзисторах СВЧ требует дополнительных исследований, связанных с измерением их характеристик.

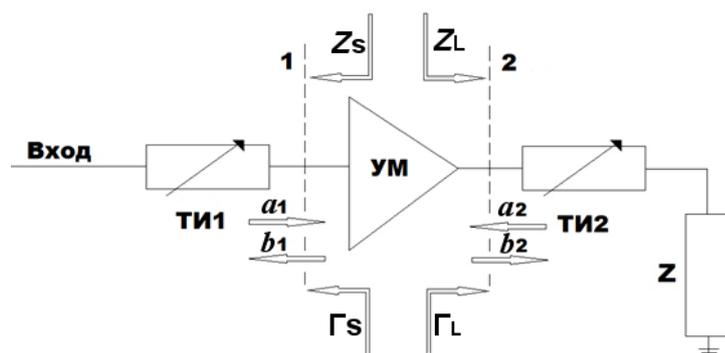


Рис. 1. Упрощенная структурная схема измерений нагрузочных характеристик УМ

Для измерения параметров транзисторов в режиме большого сигнала, нахождения значений нагрузок, соответствующих наилучшим показателям УМ (коэффициент усиления, уровень выходной мощности, КПД), используется метод оптимизации нагрузки (Load Pull) [3–8]. Принцип этого метода заключается в исследовании характеристик усилителя при изменении импеданса нагрузки и источника входного сигнала. Цель этих исследований –

нахождение оптимальных условий согласования. На рис. 1 представлена упрощенная схема, поясняющая методику измерений.

На схеме (рис. 1) обозначен исследуемый усилитель УМ; 1 и 2 – входная и выходная плоскости приведения результатов измерений; a_1 , b_1 и a_2 , b_2 – падающие и отраженные от исследуемого устройства волны в плоскостях 1 и 2, соответственно; ТИ1, ТИ2 – входной и выходной тюнеры импедансов. Тюнер импеданса – устройство, с помощью которого можно в широких пределах изменять сопротивления нагрузки и источника, трансформируемые в плоскости 1 и 2, и исследовать при этом характеристики тестируемого УМ. Варьируя импеданс на входе и выходе усилителя можно синтезировать входные и выходные цепи, наилучшим образом соответствующие реальным условиям работы усилителя в режиме большого сигнала.

Используемые на практике измерительные системы, помимо представленных на рис. 1 элементов имеют в своем составе направленные ответвители, устройства развязки, источники питания активных элементов, векторные анализаторы цепей и другие устройства [1, 3–6]. Однако ключевым элементом системы в существенной степени определяющим функциональные возможности измерительного стенда является тюнер импеданса. Для исследования УМ СВЧ и оптимизации их характеристик требуются тюнеры, позволяющие синтезировать нагрузочные импедансы, располагающиеся на краю диаграммы Смита. Современные пассивные системы исследования нагрузочных характеристик способны синтезировать коэффициент отражения порядка 0,95, но цены на такие системы очень высоки. Более доступные системы оптимизации нагрузки УМ, обычно могут синтезировать коэффициент отражения с максимальной величиной до 0,85 [5]. Предметом данной работы является исследование тюнера импеданса, работающего в диапазоне частот 0,5–6 ГГц.

В качестве основы разрабатываемого тюнера была выбрана пластинчатая линия, включающая в себя центральный проводник, расположенный между двумя боковыми плоскостями заземления [1]. Изменяя положение зонда вдоль линии (вдоль оси Y), можно менять фазу коэффициента отражения, а изменение глубины погружения зонда (вдоль оси Z) позволяет управлять амплитудой коэффициента отражения. На рис. 2 приведены схематичные изображения конструкции в разных сечениях.

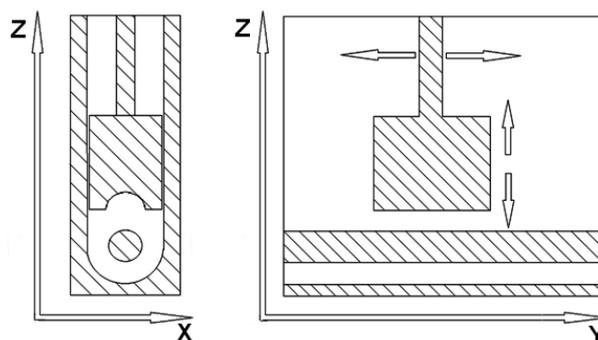


Рис. 2. Упрощенная конструкция тюнера

Такая конструкция тюнера дает возможность устанавливать величины модуля и фазы коэффициента отражения независимо друг от друга. Результаты ЭМ-моделирования в системе HFSS показали, что при разработке устройства особое внимание следует уделить конструкции зонда, в значительной степени определяющей диапазон регулировки коэффициента отражения Γ_L . На основе сравнительного исследования зондов различных типов было установлено, что наилучшие характеристики в рассматриваемом частотном диапазоне можно получить с применением зонда с шариковыми прижимами (рис. 3, а) и зонда с пружинными накладками (рис. 3, б).

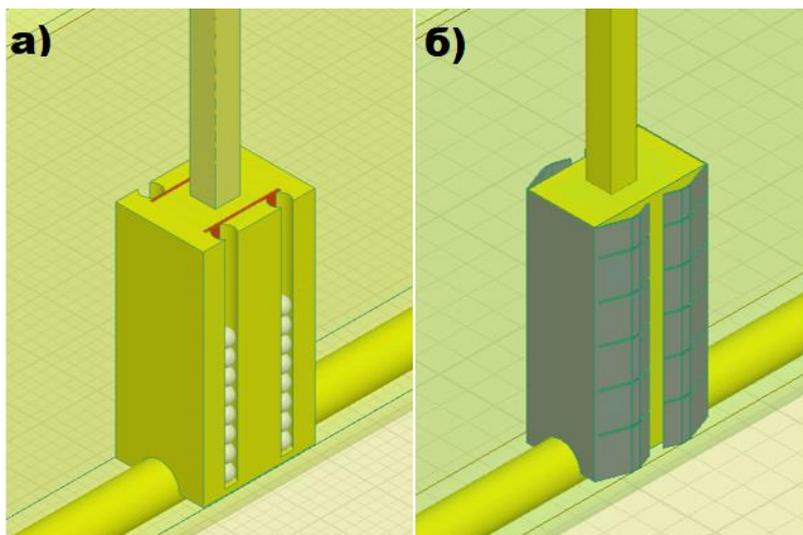


Рис. 3. Конструктивный вид зондов

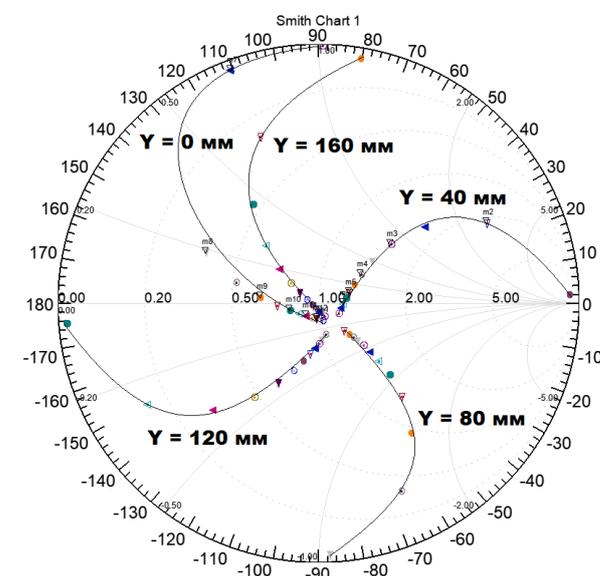


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения тюнера от положения зонда

На рис. 4 представлены характеристики тюнера с зондом с шариковыми прижимами (рис. 3, а), полученные на частоте 1 ГГц для нескольких положений зонда по оси Y при изменении высоты подъема зонда над центральным проводником линии. Длина тюнера – 350 мм, высота зонда – 40 мм, ширина – 16 мм, глубина – 20 мм. Радиус выреза под шарики подшипника – 1.7 мм, а радиус самих шариков – 1.5 мм.

Моделирование частотных характеристик такого тюнера показало, что при перемещении зонда вдоль оси линии (рис. 2) на каждой частоте исследуемого диапазона обеспечивается любое значение аргумента коэффициента отражения Γ_L в интервале от 0° до 360° . При этом полное погружение зонда в линию, позволяет получить величину коэффициента отражения не ниже 0.95 во всем исследуемом частотном диапазоне. Это позволяет использовать такое устройство для построения системы измерения нагрузочных характеристик современных мощных транзисторов СВЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сечи Ф., Буджатти М. Мощные транзисторные СВЧ-усилители. – М.: Техносфера, 2015. – 416 с.

2. Dunleavy L., Liu J., Calvo M., Morales H., Levesque L., Santhakumar R. Advanced Nonlinear and Noise Modeling of High-Frequency GaN Devices // *Microwaves & RF*. – 2017. – P. 29-36.
3. Marchetti M., Avolio G., Squillante M., Doggalli A.K. Load pull measurement techniques: architecture, accuracy and applications // *2019 IEEE BiCMOS and Compound semiconductor Integrated Circuits and Technology Symposium (BCICTS)*. – 2019. – P. 1-6.
4. Dudkiewicz S. Vector-Receiver Load Pull Measurement // *Microwave Journal*. – 2011. – V. 54. – N 2. – P. 88-98.
5. Ghannouchi F., Hashmi M. Load-Pull Techniques and their Applications in Power Amplifiers Design // *2011 IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*. – 2011. – P. 133-137.
6. Dudkiewicz S., Simpson G., Esposito G., Marchetti M., Bossche M. Comparing Nonlinear Vector Network Analyzer Methodologies // *Microwave Journal*. – 2015. – V. 58. – N 8. – P. 2-9.
7. Husseini T., Al-Rawachy A., Benedikt J., Bell J., Tasker P. Automating the Accurate Extraction and Verification of the Cardiff Model via the Direct Measurement of Load-Pull Power Contours // *IEEE/MTT-S International Microwave Symposium*. – 2018. – P. 544-547.
8. Avolio G., Raffo A., Marchetti M., Bosi G., Vadala V., Vannini G. GaN FET Load-Pull Data in Circuit Simulators: a Comparative Study // *14th European Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*. – 2019. – P. 80-83.

УДК 621.396.96

В.А. Максимов, Е.А. Щербинина
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ВЛИЯНИЕ ШИРИНЫ АНАЛИЗИРУЕМОЙ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ НА ТОЧНОСТЬ СПУТНИКОВОЙ ГЕОЛОКАЦИИ

Одной из причин снижения эффективности современных спутниковых систем связи (ССС) является несанкционированное использование их спутников-ретрансляторов (СР) посторонними земными станциями [1]. Таковыми могут быть как станции иных ССС (например, вследствие различного рода нарушений в их работе [2]), так и источники преднамеренных помех [2]. Успешное ослабление влияния такого рода воздействий может быть обеспечено в случае определения местоположения (ОМП) указанных источников радиоизлучения (ИРИ).

Среди различных систем ОМП рассматриваемых ИРИ широкое распространение получили системы, основанные на использовании принципов спутниковой геолокации [3]. В частности, независимо от принадлежности ИРИ высокий уровень боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) передающей антенны ИРИ в условиях близкого расположения спутников ССС на геостационарной орбите приводит к тому, что сигнал ИРИ поступает не только на «основной» спутник-ретранслятор (на который направлен главный лепесток ДН ИРИ), но также и на некоторые «соседние» (на которые направлены основные боковые лепестки ДН). Земная станция системы спутниковой геолокации (ССГ) принимает сигнал на три разнесенные антенны, направленные на основной и соседние СР соответственно, обрабатывает принятые сигналы и определяет координаты мешающего ИРИ.

При реализации ССГ широко применяется двухэтапный разностно-дальномерный метод определения координат [4]. На первом этапе производится оценка разности времени распространения сигнала по всем трем рассматриваемым каналам; второй этап сводится к получению координат по измеренным разностям.

Исследования точности разностно-дальномерного метода проводились для различных широт земного шара [5] в зависимости от ошибки определения положения спутников-ретрансляторов [6], но отсутствуют данные о зависимости точности определения координат ИРИ от полосы анализа, что является актуальным, поскольку системы спутниковой геолокации могут работать в автоматическом режиме при неизвестной форме сигнала ИРИ.

В данной работе проводится исследование точности определения координат мешающего ИРИ двухэтапным методом в зависимости от полосы анализа на примере отечественных геостационарных спутников.

В среде программирования MATLAB была разработана модель приема и обработки сигнала ИРИ, прошедшего через основной и соседние СР (основной и соседние спутниковые каналы). Блок-схема модели показана на рис. 1.

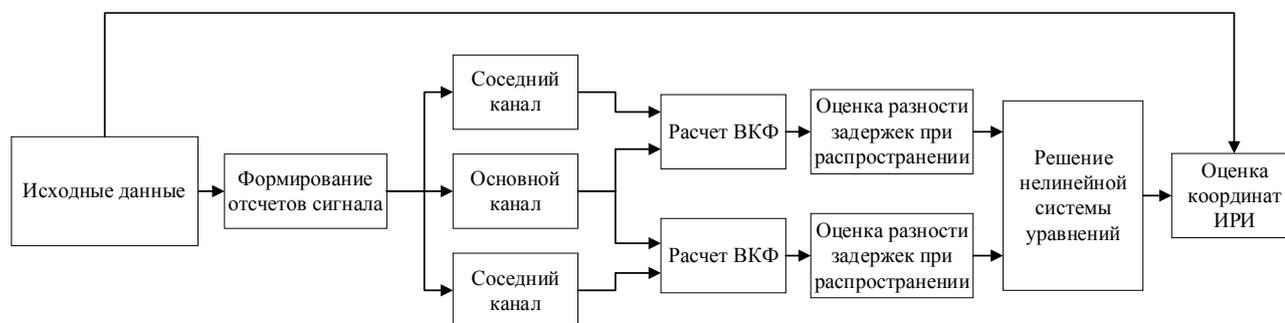


Рис. 1. Блок-схема модели

К исходным данным относятся координаты СР, ИРИ и земной станции ССГ, частота несущей по восходящему и нисходящему спутниковым каналам, полоса сигнала, затухание по соседним каналам, тип модуляции. Сформированные на основании исходных данных отсчеты сигнала проходят по трем спутниковым каналам. Далее осуществляется расчет взаимнокорреляционных функций (ВКФ) принятых реализаций и оценка разностей временных задержек на основе поиска максимумов огибающих соответствующих ВКФ. По полученным оценкам разностей определяются координаты ИРИ путем решения системы уравнений. В модели система уравнений относительно неизвестных координат ИРИ решается итерационным методом с использованием функции `fminsearch`, реализующей численный метод на основе симплекса-алгоритма Нелдера-Мида [7]. Моделирование проводилось в условиях точно известных координат земной станции ССГ, а также для координат СР, полученных на основе эфемерид и уточненных с использованием реперных станций. При этом этапы обнаружения сигнала и компенсации частотной отстройки считаются завершенными.

На основании разработанной модели было проведено статистическое моделирование на примере отечественных СР Экспресс АМ6, Экспресс АМ7 и Ямал 601. Мешающий ИРИ расположен на территории г. Санкт-Петербурга, а ССГ вблизи г. Краснодар. Положение объекта на поверхности Земли задавалось в геодезических координатах с параметрами WGS 84. Точность двухэтапного разностно-дальномерного метода определяется с помощью величины среднеквадратической ошибки определения координат ИРИ

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \|r_{\text{ИРИ}} - \hat{r}_{\text{ИРИ}}^i\|^2}$$
, где N – количество экспериментов $\hat{r}_{\text{ИРИ}}^i$ – оценка координат ИРИ в i -ом эксперименте в декартовой системе координат, $r_{\text{ИРИ}}$ – заданные в модели истинные координаты ИРИ. Проведено исследование зависимости точности определения координат от полосы анализа при различных значениях отношения сигнал/шум в основном канале и значениях затухания сигнала по соседним каналам.

В качестве примера для представления результатов выбран интервал наблюдения 1 с и представляющее практический интерес значение отношения сигнал/шум (ОСШ) в основном канале 10дБ [2]. Под ОСШ подразумевается отношение средней мощности сигнала к мощности аддитивного белого гауссова шума в полосе анализа на входе земной станции ССГ.

На рис. 2 приведена зависимость σ от полосы сигнала для различных значений затухания по соседним каналам, при этом полоса анализа совпадает с полосой сигнала.

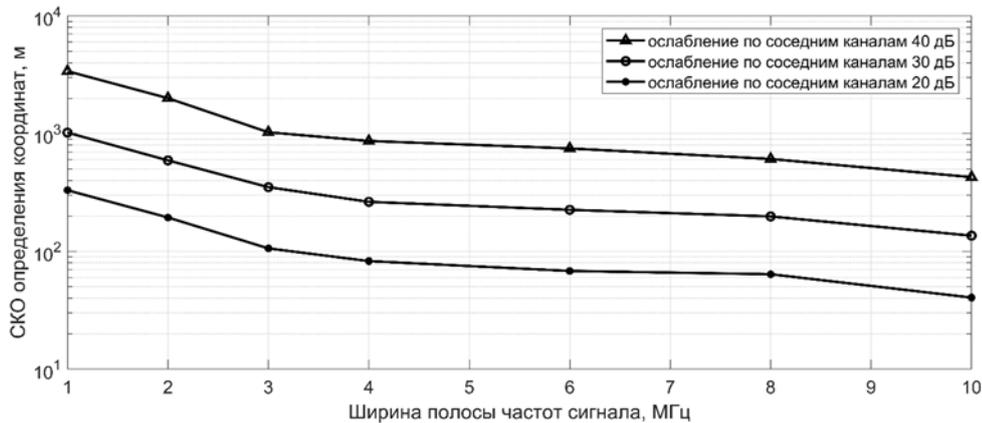


Рис. 2. Зависимости среднеквадратической ошибки определения координат ИРИ от полосы частот, занимаемой сигналом, при различных затуханиях по соседнему каналу

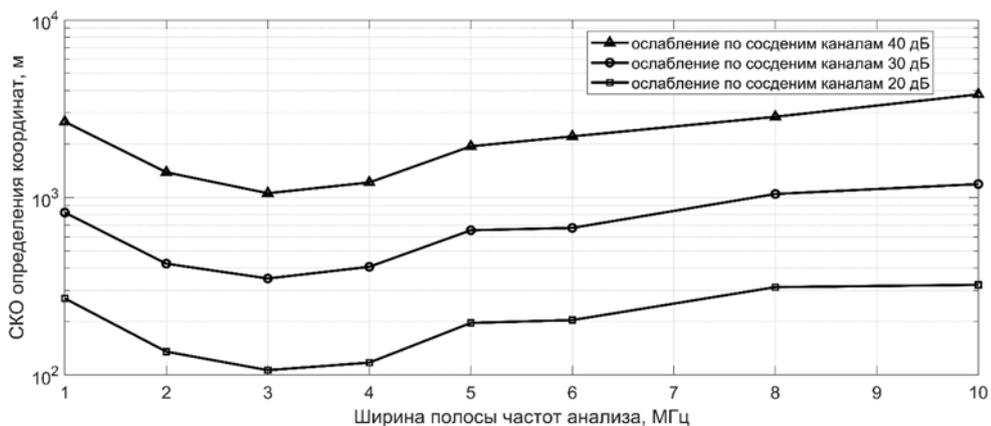


Рис. 3. Зависимости среднеквадратической ошибки определения координат ИРИ от полосы анализа при различных затуханиях по соседним каналам

Из рис. 2 видно, что при увеличении полосы частот сигнала уменьшается точность определения координат ИРИ. Так, например, для ИРИ сигнала с полосой 1 МГц ошибка определения координат составляет около 4 км, а при полосе сигнала 3 МГц ошибка снижается до величины 1 км при затухании 40 дБ по соседним каналам относительно основного.

На рис. 3 рассмотрен случай, когда полоса сигнала остается постоянной и составляет 3 МГц, интервал наблюдения по-прежнему 1 с, а полоса анализа отличается от полосы сигнала.

Несовпадение полосы анализа с полосой сигнала приводит к снижению точности получаемых оценок координат ИРИ (рис. 3). Это объясняется тем, что расширение полосы анализа приводит к уменьшению отношения сигнал/шум на входе устройства обработки сигнала. Так, например, когда полоса анализа превышает полосу сигнала на 5 МГц, точность определения координат снижается почти на 1,8 км (при полосе сигнала 3 МГц и затухании по соседним каналам –40 дБ).

При уменьшении полосы анализа относительно полосы сигнала происходит также возрастание среднеквадратической ошибки определения координат ИРИ, несмотря на уменьшение мощности шума. При этом такое возрастание связано со снижением средней мощности сигнала, особенностями алгоритма определения местоположения, а также с формой сигнала, использованного при моделировании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bardelli R., Haworth D., Smith N. Interference localization for the Eutelsat satellite system // Proceedings of GLOBECOM'95. – 1995. – P. 1641-1652.

2. Мелихова А.П., Цикин И.А. Алгоритмы принятия решения при пеленгационном методе контроля целостности навигационного поля. // Радиотехника. – 2018. – С. 63-75.
3. Satellite Geolocation Service // [Page of ATOS SE corporation] / ATOS SE /. – URL: <https://atos.net/en/solutions/aerospace-defense-electronics/skymon/satellite-geolocation-service>. – (дата обращения 20.04.2020).
4. Lee K., Kwon H., You K. TDOA based geolocation using IRLS algorithm // International Conference on Intelligent Informatics and Biomedical Sciences (ICIBMS). – 2017. – P. 92-95.
5. Zhou P., Zhang Q., Lin H., Yu P. The influence of sampling mode on the accuracy of satellite interference geolocation // IEEE International Conference on Signal Processing, Communications and Computing (ICSPCC). – 2017. No. 10. – P. 1-4.
6. Li A., Zhang X., Zhou J., Li J. Research on satellite interference source location possibility based on time varying TDOA between two GEO satellites // 6th Asia-Pacific Conference on Environmental Electromagnetics (CEEM). – 2012. – P. 1-6.
7. Варгаузин В.А., Потапичев В.Н. Применение оптимизационного алгоритма Недлера-Мида при решении спутниковой геолокационной задачи разностно-дальномерным методом // XLVI Неделя науки СПбПУ. – 2017. – С. 8-10.

УДК 621.396

Д.К. Нгуен

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МЕТОДИКА РАСЧЁТА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МНОГОЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ АМПЛИТУДНОГО ОГРАНИЧЕНИЯ НА ПЕРЕДАЮЩЕМ МОДУЛЕ

В контексте того, что 5G начали внедряться во многих странах по всему миру, все активнее продвигаются исследования по повышению эффективности использования ограниченных частотных ресурсов. На замену технологии OFDM всё активнее используют спектрально-эффективное частотное мультиплексирование (SEFDM) [1, 2]. Символы SEFDM сигналов с длительностью T и огибающей $a(t)$ могут быть записаны следующим образом:

$$s(t) = \sum_{k=1}^N a(t - kT) d_k^{(j)} \cos(2\pi k \Delta f t), t \in [0; T],$$

где $d_k^{(j)}$ – значения передаваемых символов для k -й поднесущей и зависит от значения индекса $j = 1, 2$. В частности $d_k^{(1)} = 1$, $d_k^{(2)} = -1$. Интервал между соседними поднесущими составляет $\Delta f = \alpha/T$, α – коэффициент частотного уплотнения. Для SEFDM сигналов $\alpha < 1$.

Как и многочастотные сигналы, сигнал SEFDM также имеет высокое значение пик-фактора ($PAPR$) [3]. Это приводит к уменьшению коэффициента полезного действия усилительных каскадов приемопередающих устройств [4, 5]. В работе [6] мы рассмотрели методы уменьшения пик-фактора многочастотного сигнала с помощью амплитудного ограничителя и усилителя. Значение уменьшения пик-фактора, которое используется в ограничителе, зависит от точности расчёта значения пик-фактора излучаемых колебаний. Точность определения значения пик-фактора сигнала зависит от значения количества реализаций сигнала для его усреднения. Пик-фактор i -ой реализации многочастотного символа рассчитывается по формуле:

$$PAPR_i = \max \{ p_i(t) \} / P_{срi},$$

где $p_i(t) = s_i(t) s_i^*(t) = |s_i(t)|^2$ – мгновенная мощность, $P_{срi}$ – средняя мощность i -ой реализации; $s_i(t)$ – i -ая реализация многочастотного символа. $PAPR_i$ – случайная величина, определяемая i -й реализацией битовой последовательности и значением амплитудного ограничения. В этой

работе рассматривается зависимость точности расчёта спектральных характеристик и пик-фактора многочастотных сигналов от количества учитываемых реализаций.

Целью работы является разработка методики расчёта спектральных характеристик и пик-фактора многочастотных сигналов при наличии амплитудного ограничения на передающем модуле для различных форм огибающих сигналов на поднесущих частотах.

Имитационная модель расчета энергетических и спектральных характеристик представлена на рис. 1 и реализована в системе Matlab. Она включает в себя источник информации, блок модулятора SEFDM сигналов, блоки хранения коэффициентов разложения огибающей, предварительный усилитель, амплитудный ограничитель, усилитель мощности и блоки расчета спектральных характеристик и пик-фактора. В блоке источника в зависимости от числа поднесущих формируется последовательность нулей и единиц. Число поднесущих частот равно 16. Эта последовательность подается на вход SEFDM модулятора и модулируется по схеме BPSK. В процессе модуляции могут быть использованы разные формы огибающих.

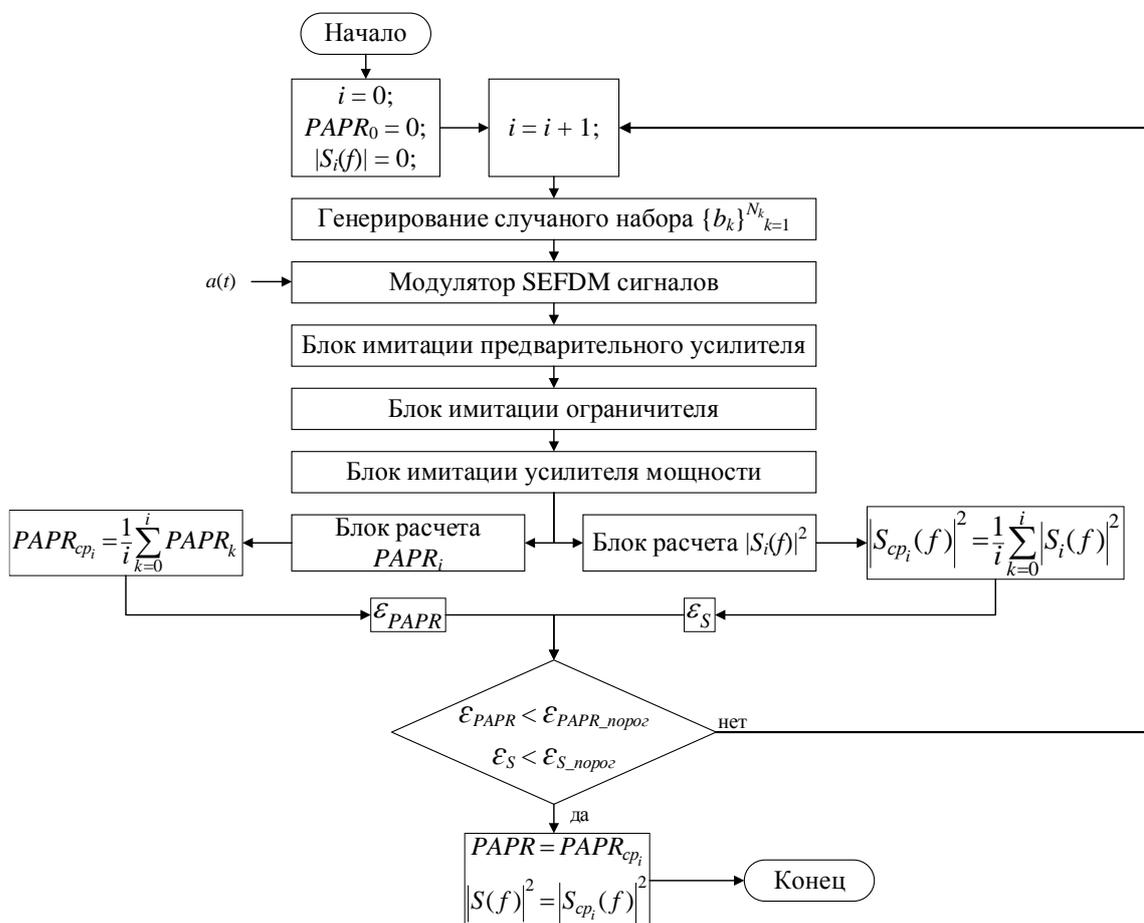


Рис. 1. Имитационная модель расчета энергетических и спектральных характеристик

Для увеличения средней мощности излучения, модулированные SEFDM символы подаются на вход предварительного усилителя. Затем SEFDM сигнал отправляется в ограничитель для ограничения амплитуды сигнала до максимальной амплитуды выходного сигнала модулятора SEFDM. При постоянном значении пиковой мощности средняя мощность сигнала увеличивается. Это приводит к снижению значения пик-фактора. В этой работе используется жёсткий метод для ограничения амплитуды. Соотношение входной и выходной амплитуд выражается следующим образом [7]:

$$s_{out}(t) = \begin{cases} s_{in}(t), & 0 \leq s_{in}(t) < A, \\ A, & A \leq s_{in}(t). \end{cases}$$

Усиленный SEFDM сигнал с ограничением пик-фактора передается в блоки расчёта значений пик-фактора $PAPR$ и спектральных характеристик. Этот процесс будет повторяться несколько раз. После чего значения пик-фактора и спектральных характеристик будут усреднены. Количество реализации N_{exp} определяется по порогу значений ε_{PAPR} и $\varepsilon_{S(f)}$ между i -ой и $(i-1)$ -ой реализацией, где:

$$\varepsilon_{PAPR} = |PAPR_{cp_i} - PAPR_{cp_{i-1}}| \text{ и } \varepsilon_{S(f)} = \left| \left| S_{cp_i}(f) \right|^2 - \left| S_{cp_{i-1}}(f) \right|^2 \right| / \left| S_{cp_i}(f) \right|.$$

На рис. 2 изображена зависимость значений ε_{PAPR} и $\varepsilon_{S(f)}$ от количества реализаций для различных видов огибающей.

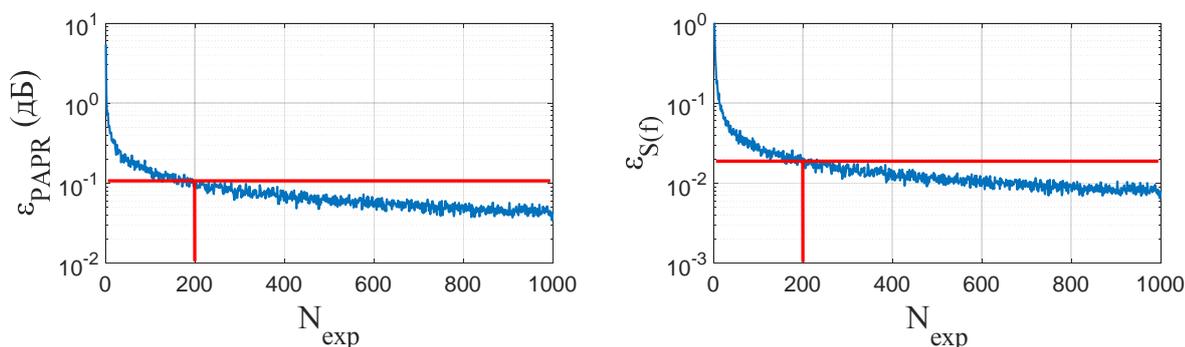


Рис. 2. Зависимости ε_{PAPR} и $\varepsilon_{S(f)}$ от количества реализаций при наличии ограничения

Анализируя эти графики, мы можем заметить, что при количестве реализации больше 200 значительно замедляется скорость убывания значения ε_{PAPR} и $\varepsilon_{S(f)}$ медленно уменьшаются. Поэтому возможно выбрать пороговые значения $\varepsilon_{PAPR\ порог} = 0.1$ (дБ) и $\varepsilon_{S(f)\ порог} = 0.02$.

Таким образом, в работе разработана методика расчёта спектральных характеристик и пик-фактора многочастотных сигналов при наличии амплитудного ограничения на передающем модуле для различных форм огибающих сигналов на поднесущих частотах.

Показано, что независимо от уровня ограничения и вида огибающей значение числа итераций, достаточных для расчёта спектральных характеристик и пик-фактора, равно 200 для количества поднесущих частот $N=16$. Дальнейшее увеличение количества итераций не приводит к значимому увеличению точности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Darwazeh I., Ghannam H., Xu T. The First 15 Years of SEFDM: A Brief Survey // 11th International Symposium on Communication Systems, Networks & Digital Signal Processing (CSNDSP). – Budapest, 2018. – P. 1-7.
2. Гельгор А.Л., Горлов А.И., Нгуен В.Ф. Повышение спектральной и энергетической эффективности сигналов SEFDM путем использования оптимальных импульсов в качестве формы спектров поднесущих // Радиотехника. – 2018. – № 1. – P. 49-56.
3. Рашич А.В., Нгюк Н.Т., Сальников В.А. Расчет пик-фактора многочастотных сигналов с ортогональным и неортогональным частотным уплотнением // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Информатика. Телекоммуникации. Управление. – 2018. – № 11(3).
4. Pergushev A.O., Sorotsky V.A. A time-reduced method for calculation distortions in envelope tracking power amplifiers // Instrumentation Engineering, Electronics and Telecommunications. – 2018. Proceedings of the IV International Forum, Izhevsk, Russia, December, 12–14. – 2018. – P. 83-88.

5. Пергушев А.О., Сороцкий В.А., Уланов А.М. Снижение искажений выходного напряжения в модуляционных источниках питания для усилителей мощности радиосигналов с высоким пик-фактором // Радиотехника. – 2019. – Т. 83. – № 12(20). – С. 68-79.

6. Nguyen D.C., Zavjalov S.V., Ovsyannikova A.S. The effectiveness of application of multi-frequency signals under conditions of amplitude limitation // Internet of Things, Smart Spaces, and Next Generation Networks and Systems. – Springer, Cham, 2019. – P. 681-687.

7. Xiaodong L., Cimini L.J. Jr. Effects of clipping and filtering on the performance of OFDM // IEEE Communications Letters. – 1998. – P. 131-133.

УДК 629.78

И.А. Петров, В.В. Кулакова, А.Р. Хазиева, А.Л. Гельгор
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИМИТАТОР РАБОТЫ КОРРЕЛЯТОРА В ПРИЁМНИКЕ СПУТНИКОВЫХ НАВИГАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Важным направлением в области спутниковой навигации является разработка имитаторов навигационных сигналов [1–3]. С их помощью можно тестировать корректность работы приемников сигналов Глобальных Навигационных Спутниковых Систем (ГНСС) в различных условиях, таких как, например, позиционирование в условиях городской застройки, в здании, при условии наличия высокой динамики в системе и т.п.

Для решения некоторых задач не требуется имитировать сигналы ГНСС целиком. Так для исследования качества функционирования систем слежения за огибающей, фазой и частотой сигнала достаточно разработать только имитатор работы коррелятора, входящего в состав любого приёмника сигналов ГНСС и выполняющего свёртку принимаемого сигнала с опорной расширяющей последовательностью. Например, в случае системы GPS (Global Positioning System – американская ГНСС) речь может идти о так называемой последовательности CA (Coarse Acquisition – грубая/первичная обработка). Разработке именно такого имитатора и посвящена данная работа.

В среде MATLAB был написан класс, отвечающий за имитацию расчёта корреляции принимаемого сигнала GPS с опорной расширяющей последовательностью CA при различных условиях:

- различная динамика в системе приемник спутник, которая описывается линейными зависимостями ускорений спутника и приёмника;
- различные моделируемые частотные диапазоны навигационного сигнала;
- различная частота дискретизации сигнала;
- различное отношение сигнал шум при приеме навигационного сигнала.

Для верификации реализованного имитатора была разработана схема слежения за навигационным сигналом на основе петлевых фильтров: схема слежения за задержкой (ССЗ) сигнала и комплексированная схема слежения за несущей на основе схемы слежения за фазой (ССФ) и частотой (ССЧ) сигнала, которую далее будем обозначать ССФЧ. Обобщённая блок-схема слежения за навигационным сигналом представлена на рис. 1 [1–5].

Были выбраны следующие начальные условия для моделирования:

- значения проекции скорости спутника и приемника на линию прямой видимости (ЛПВ) спутника в нулевой момент времени равны соответственно 500 и 1 м/с;
- значение проекции ускорения приемника на ЛПВ равно 0, 1, –1 м/с² соответственно в моменты времени 2, 6, 10 с; при $t < 0$ ускорение равно 0 м/с², при $t > 10$ ускорение равно –1 м/с², в остальные периоды времени ускорение линейно изменяется от одного заданного значения до другого;

- коэффициент передискретизации входного сигнала, т.е. отношение частоты дискретизации к чиповой скорости, равен 2;
- отношение сигнал шум (ОСШ) при приеме навигационного сигнала равно 35 дБ-Гц, что является немного ниже среднего, чем для обычных видимых спутников, по которым осуществляется позиционирование [1–3];
- время моделирования было выбрано равным 15 с.

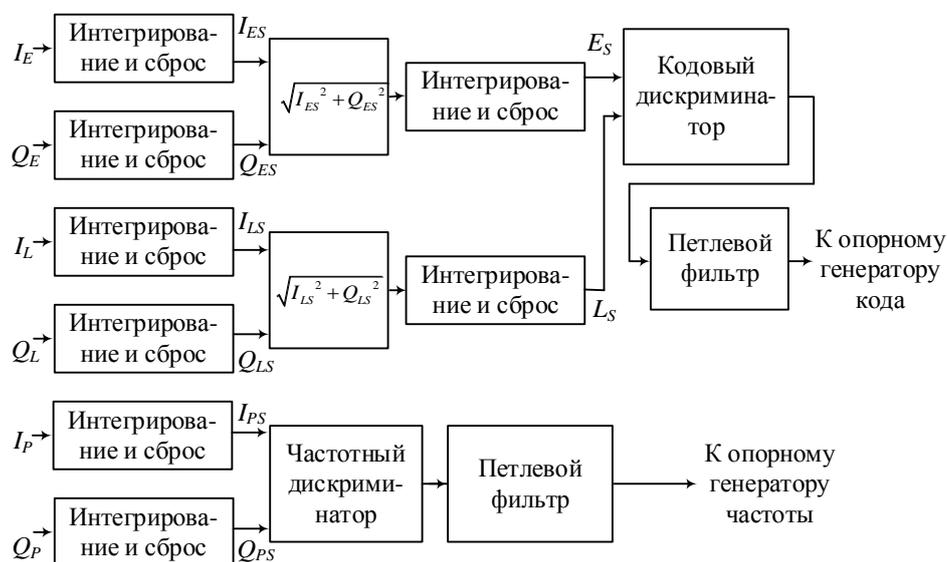


Рис. 1. Упрощённая структурная схема ССЗ и ССЧ. I и Q являются действительной и мнимой частями значений E , P и L , которые, в свою очередь, являются корреляциями дальномерного кода СА с сигналом ГНСС. Для значения E сигнал берется на один отсчет раньше ожидаемого времени начала дальномерного кода в сигнале, для значения P используется точное время начала, а для значения L используется задержка на один отсчет

Параметры следящей системы были выбраны следующими:

- порядок фильтра в ССЗ равен 2, полоса равна 1 Гц;
- порядки фильтров в ССФЧ равны 3 и 2, а полосы 10 и 0,5 Гц соответственно для ССФ и ССЧ;
- время интегрирования выбрано максимально возможным, то есть равно длительности бита для случая СА в GPS – 20 мс.

Результаты слежения за имитируемым навигационным сигналом представлены на рис. 2 и рис. 3.

Из анализа рис. 2 видно, что P -корреляция всегда оказывается больше соответствующих соседей – E - и L -корреляций. Также фаза корреляции оказывается равной нулю или π в силу модуляции BPSK. Также из данного рисунка видно, что с течением времени ошибка временной синхронизации стремится к нулю. Волнообразная форма графика ошибки временной синхронизации объясняется пилообразной формой выхода дискриминатора в ССЗ [2].

Исходя из верхней части рис. 3 видно, что ССФЧ вошла в режим синхронизма, то есть выходы дискриминаторов в ССФ и ССЧ практически нулевые. Из нижней части рисунка следует, что относительная скорость и ускорение в системе были определены верно, то есть их значения со временем стремятся к тем, которые мы изначально задали при инициализации имитатора навигационного сигнала.

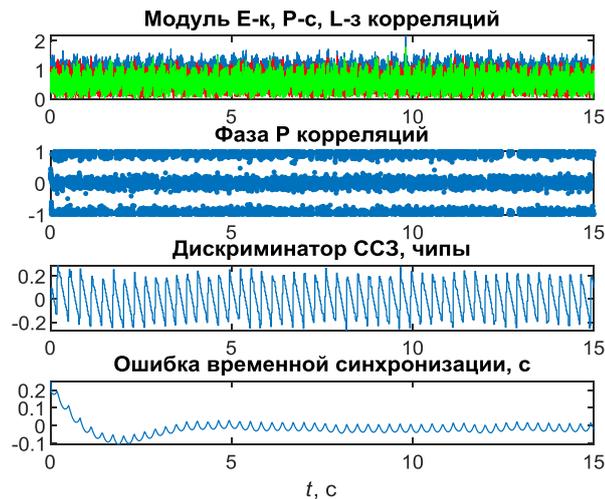


Рис. 2. Корреляционные и временные результаты работы схемы слежения

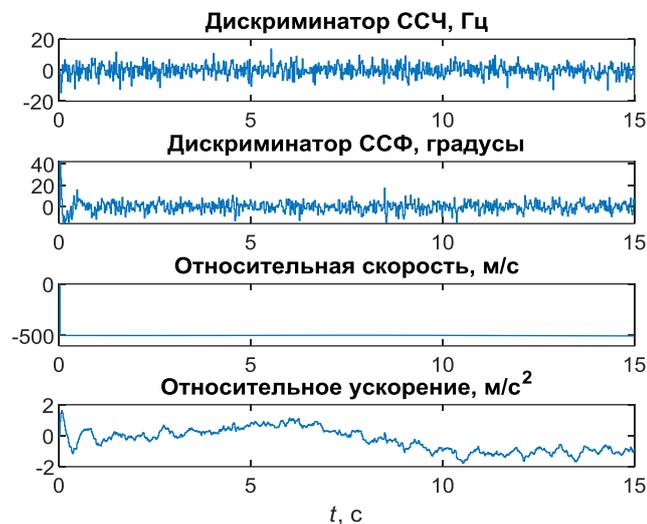


Рис. 3. Фазо-частотные и динамические результаты работы схемы слежения

Аналогичные эксперименты были проведены многократно и для разных наборов параметров моделирования. Каждый раз получались адекватные результаты, что указывает на корректность разработанной модели имитатора работы коррелятора приёмника ГНСС GPS. Таким образом, разработанный имитатор может быть применен для исследования работы блоков слежения за сигналом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Перов А.И., Харисов В.Н. ГЛОНАСС. Принципы построения и функционирования. – Изд. 3-е, перераб. – М.: Радиотехника, 2005.
2. Kaplan E.D., Hegarty C.J. Understanding GPS. Principles and Applications. – Artech House, 3rd ed., 2017.
3. Betz J.W. Engineering Satellite-Based Navigation and Timing: Global Navigation Satellite Systems, Signals, and Receivers. – Wiley-IEEE Press, 2016. – P. 480-481.
4. Petrov I. A study of the influence of DLL parameters on the GNSS positioning accuracy // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1326.
5. Петров И.А., Гельгор А.Л. Разработка алгоритма частотной и фазовой подстройки с динамически изменяющимися параметрами для повышения точности определения координат и скорости приемника сигналов ГНСС // Неделя науки СПбПУ. Материалы научной конференции с международным участием. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – 2018. – С. 28-31.

ПРИМЕНЕНИЕ ФУНКЦИЙ НАЙКВИСТА В КАЧЕСТВЕ ВЕЩЕСТВЕННОЙ
ОГИБАЮЩЕЙ FTN СИГНАЛОВ С МОДУЛЯЦИЕЙ OQPSK

Повышение спектральной эффективности сигналов при их передаче по непрерывному каналу с постоянными параметрами и ограниченной полосой пропускания достигается путем применения сигналов увеличенной длительности $T_s=LT$ ($L=2,3,\dots$), имеющих компактный спектр и передаваемых со скоростью $R=1/T$. Примером являются FTN сигналы (Faster-Than-Nyquist Signaling) [1], имеющие огибающие вида $\sin x x(t/T)$ (функции Найквиста) и фазовую манипуляцию на несущей частоте ω_0 .

В системах спутникового вещания, таких как DVB-S2/S2X, приходится учитывать, что усиление и передача сигналов со спутникового ретранслятора происходят с помощью усилителей, построенных на лампах бегущей волны (TWT – Traveling Wave Tube). Такие усилители мощности вносят нелинейные искажения в передаваемые сигналы: возникает не только ограничение по амплитуде (AM-AM), но и по фазе колебания (AM-PM) [2]. Наличие такого рода ограничений приводит к существенным искажениям энергетического спектра случайной последовательности сигналов и к повышению энергетических потерь.

Целью работы является оценка спектральных и временных характеристик FTN сигналов с квадратурной модуляцией со сдвигом (OQPSK) и с вещественной огибающей вида $\sin x/x$ при наличии межсигнальной интерференции, на выходе нелинейного TWT-усилителя.

Последовательность из N FTN сигналов с модуляцией OQPSK, имеющих амплитуду A_0 и огибающую $a(t)$ удобно представить в следующей форме:

$$y(t) = y_1(t) - y_2(t), \quad (1)$$

$$y_1(t) = (A_0 / \sqrt{2}) u_1(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad y_2(t) = (A_0 / \sqrt{2}) u_2(t) \sin(\omega_0 t + \varphi_0),$$

где: $u_1(t) = \sum_{k=0}^{(N-1)/2} a(t-2kT) d_r^{(2k)}$, $u_2(t) = \sum_{k=0}^{(N-1)/2} a(t-2kT-T) d_r^{(2k+1)}$, $d_r^{(k)}$ – символ канального алфавита, равный

$$d_r^{(k)} = \begin{cases} 1, r=1 \\ -1, r=2 \end{cases}, \quad \psi_T(t) = \begin{cases} 1-0 < t < T \\ 0-T < t, t < 0 \end{cases},$$

а начальная фаза высокочастотного колебания $\varphi_0=\pi/4$. Вид вещественной огибающей $a(t)$ может быть записан в следующей форме:

$$a(t) = \frac{\sin(\pi t / 2T)}{\pi t / 2T}. \quad (2)$$

Функция Найквиста $a(t)$ существует на интервале времени $-LT/2 < t < LT/2$ и равна нулю на всех остальных интервалах времени. Как видно из (1) и (2), при использовании функций Найквиста большой длительности возникает существенная межсигнальная интерференция. Рассмотрим пример применения функций Найквиста (2) для длительности $L = 8T$. На рис. 1 приведены формы отдельных огибающих сигналов в каждом квадратурном канале FTN сигнала с модуляцией OQPSK (a), которые соответствуют передаваемому двоичному сообщению $d_r^{(k)}$ для $N=10$ вида: $(-1;1;1;-1;-1;1;1;1;-1;1)$, и форма нормированного энергетического спектра $|S(f)|^2/|S(0)|^2$ (b).

Рассмотрим параметры величины пик-фактора $PAPR$ колебаний и полосы частот занимаемой FTN сигналами с модуляцией OQPSK для различных длительностей сигналов.

На рис. 2а показана зависимость величины пик-фактора колебаний от длительности сигнала при $N=1000$.

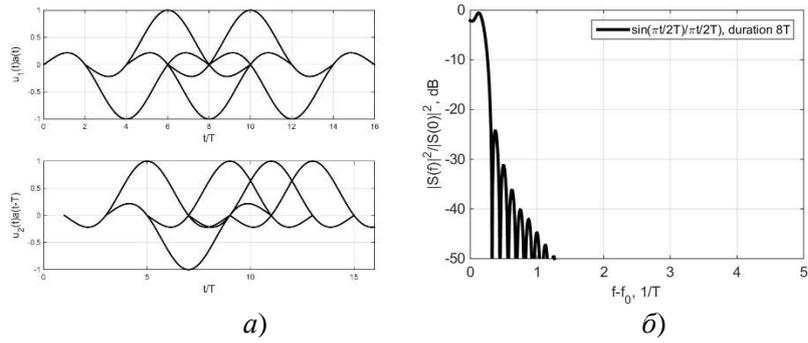


Рис. 1. Форма квадратурных составляющих (а), вид энергетического спектра $|S(f)|^2/|S(0)|^2$ для длительности $T_s=8T$ (б)

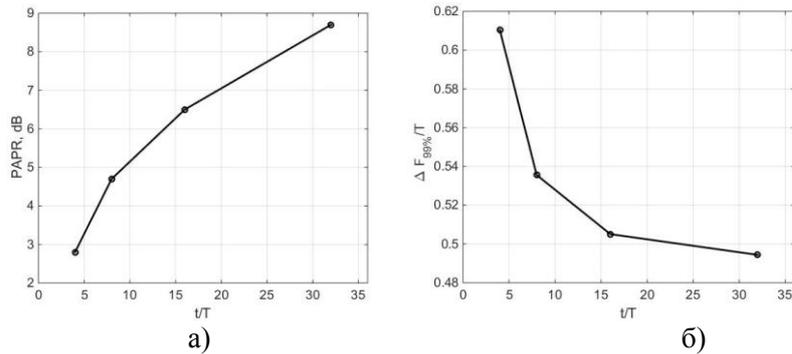


Рис. 2. Зависимость значения пик-фактора (а), зависимость $\Delta F_{99\%}$ (б) от длительности $a(t)$

Из графика на рис. 2, а) видно, что с ростом длительности FTN сигналов с модуляцией OQPSK величина пик-фактора растет. Так, для длительности функция Найквиста $T_s=8T$ величина пик-фактора составляет значение 4.8 дБ, а при $T_s=32T$ составляет 8.7 дБ.

На рис. 2, б) представлены значения занимаемой полосы $\Delta F_{99\%}$ частот, определенной по 99% концентрации энергии, в зависимости от длительности функции Найквиста $a(t)$. Видно, что с ростом величины $T_s=LT$ ($L=2,3,\dots$) происходит уменьшение полосы занимаемых частот. Так, увеличение с $T_s=4T$ до $T_s=32T$ приводит к уменьшению полосы $\Delta F_{99\%}$ почти на 20%.

Наличие АМ-АМ и АМ-РМ искажений при прохождении через ТWT приводит к изменениям энергетического спектра случайной последовательности сигналов и к повышению энергетических потерь [3]. Путем имитационного моделирования получены энергетические спектры сигналов выходе ТWT (рис. 3).

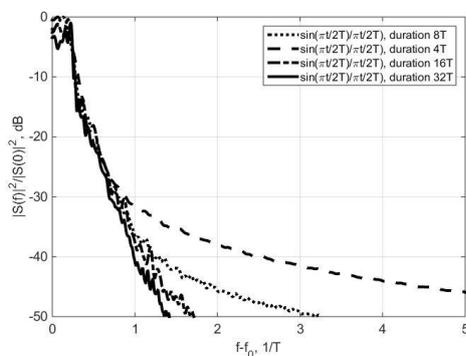


Рис. 3. Спектры сигналов на выходе ТWT

Из анализа формы энергетических спектров, представленных на рис. 3 и их сравнения со спектром на рис. 1, б) можно сделать вывод о том, что появление АМ-АМ и АМ-РМ приводит

к росту уровня внеполосных излучения. Этот рост наблюдается в области значений $|S(f)|^2/|S(0)|^2$ ниже -30 дБ, а именно, -40 дБ.

Рассмотрим помехоустойчивость приема FTN сигналов с модуляцией OQPSK для канала передачи с АБГШ. На рис. 4 приведены значения вероятности ошибок от отношения сигнал/шум на бит. При этом на рис. 4, а) кривые приведены для случая отсутствия нелинейного усилителя, а на рис. 4, б) – при проявлении эффекта АМ-АМ и АМ-РМ на выходе TWT-усилителя. В качестве алгоритма демодуляции используется алгоритм когерентного поэлементного приема сигналов на интервале анализа равном T .

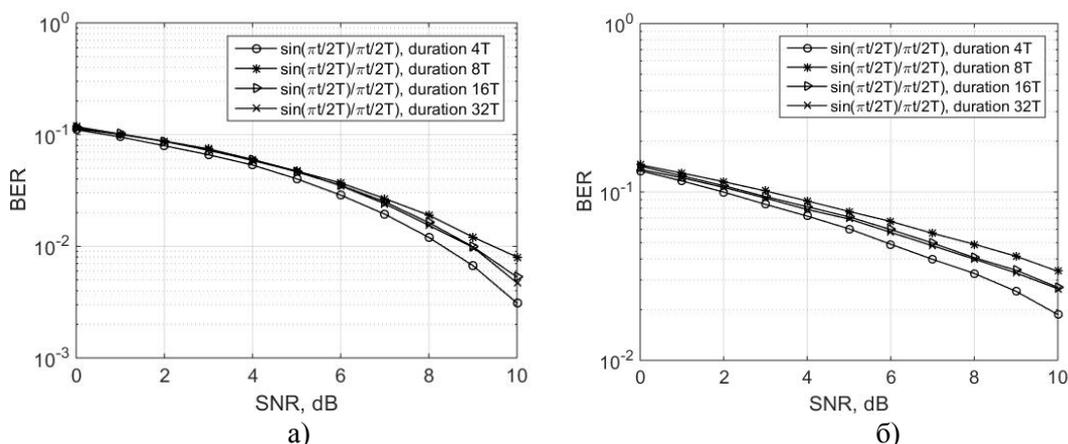


Рис. 4. Вероятность ошибок от отношения сигнал/шум

Появление нелинейных эффектов при амплитудном ограничении колебаний приводит к снижению помехоустойчивости приема сообщений. Кроме того, при увеличении длительности функции Найквиста $a(t)$ снижается достоверность приема и энергетические потери составляют от 1 дБ до 3 дБ в зависимости от величины T_s . Это связано с тем, с увеличением длительности сигнала усиливается влияние межсигнальной интерференции (см. рис. 1, а), что приводит к увеличению коэффициента взаимной корреляции.

Резюмируя изложенное можно сделать следующие выводы. Во-первых, применение функций Найквиста в качестве вещественной огибающей FTN сигналов с модуляцией OQPSK позволяет получить существенный выигрыш по занимаемой полосе частот, который зависит от длительности сигналов и может варьироваться в пределах 20%. Во-вторых, величина пик-фактора излучаемых колебаний для FTN сигналов с модуляцией OQPSK оказывается достаточно небольшой. В-третьих, при использовании усилителей на TWT, из-за возникающих паразитных модуляций АМ-АМ и АМ-РМ происходит увеличение уровня внеполосных излучений до величины -30 дБ – -40 дБ. При приеме сигналов в таких условиях появляются энергетические потери от 1 дБ до 3 дБ при поэлементной когерентной обработке сообщений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Makarov S., Liu M., Ovsyannikova A., Zavjalov S., Lavrenyuk I., Xue W., Qi J. Optimizing the Shape of Faster-Than-Nyquist (FTN) Signals with the Constraint on Energy Concentration in the Occupied Frequency Bandwidth // IEEE Access. – 2020. – V. 8. – P. 130082-130093.
2. Saleh A.A.M. Frequency-Independent and Frequency-Dependent Nonlinear Models of TWT Amplifiers // IEEE Transactions on Communications. – 1981. – V. 29. – P. 1715-1720.
3. Smirnova E.N., Makarov S.B., Zavjalov S.V., Polozhintsev B. Influence of the Amplitude Limitation of Signals with the $\sin(x)/x$ Envelope, on the Spectral and Energy Characteristics // IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics. – 2020. – P. 164-167.

СЕКЦИЯ «РАДИОФИЗИКА И АНТЕННЫ»

УДК 621.372.2

Э.С. Панфилова, А.С. Черепанов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СОГЛАСУЮЩЕЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ТРЁХСЛОЙНОЙ ФЕРРИТ-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Использование радиоволн миллиметрового ММВ диапазона в системах связи имеет много перспектив. Такие волны могут найти применение в таких отраслях как телекоммуникация, радиолокация, медицина, радиоастрономия. Таким образом, создание систем связи на таких волнах представляет определенный интерес. Фазированные антенные решетки ФАР, направленные антенны с электрически сканированием – устройства, с помощью которых этот диапазон можно успешно использовать. Одним из вариантов реализации электрического сканирования в диапазоне ММВ является использование антенн бегущей волны (АБВ) с электрическим сканированием за счёт управления фазовой скоростью. Перспективным направлением в этой области является использование волноводов, содержащих намагниченные ферриты.

На кафедре радиофизики Санкт-Петербургского политехнического университета была предложена модель ФАР на новой технологии – интегральные фазированные антенные решетки. Интегральная фазированная антенная решетка (ИФАР) является сложной структурой на основе ферритового диэлектрического волновода (ФДВ), который обеспечивает соответствующее фазовое распределение между излучающими элементами [1–4]. В отличие от классических ФАР они не требуют сложной системы управления и могут работать в миллиметровом диапазоне волн (ММВ). Теория таких антенн в настоящее время разработана достаточно подробно, но задача согласования все еще остается актуальной.

В данной работе решалась задача оптимизации трехслойной структуры: проведен анализ влияния размеров согласующего устройства волновода на качество согласования путем моделирования в программном пакете HFSS, методом конечных элементов.

В данной работе были промоделированы и исследовались две модели: одноступенчатый и двухступенчатый согласующие трансформаторы.

Модель с одноступенчатым согласованием включает в себя: волновод 1 (состоит из трех узких структур с разной диэлектрической проницаемостью: ферритовые по краям с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=12$ и диэлектрик в середине с $\epsilon=40$). Согласующие пластинки, с диэлектрической проницаемостью равной 12, стоят с двух сторон от волновода 1. Именно благодаря этим пластинкам происходит согласование питающего волновода с ФДФ структурой. Изменяя размер пластинок по оси z , пытаемся добиться минимума КСВ.

Модель 2 почти полностью копирует модель 1, за исключением наличия двух симметричных «ступеней» согласования, вместо одной. Симметричные пластины с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_1=10$ и $\epsilon_2=20$. Размеры трансформаторов несколько различаются: ступень под номером 1 немного больше ступени под номером 2. Изменения размеров ступеней по оси z (высоте) задавались равномерными, но из-за сложных вычислений были рассмотрены всего несколько значений.

Исследование структуры одноступенчатого трансформатора проводилось в диапазоне от 17.5 до 22.5 ГГц.

В модели изменялся размер трансформатора по высоте (ось z) от 2,45 мм до 2,75 мм. При этом длина трансформатора сохранялась и равнялась 2,75 мм.

На графиках (рис. 1, рис. 2) видно, что наименьшие значения КСВ и параметра S11 достигаются, при высоте «ступеньки» равной 2,65 мм. Значение КСВ при этом 1, а S11 – -43дБ. Получена полоса частот (по уровню КСВ 1.25): для одноступенчатого трансформатора 1.7 ГГц.

Видно, что для каждой высоты происходит смещение по частоте, поэтому для настройки на необходимую частоту требует производить одновременное изменение и высоты и длины «ступеньки».

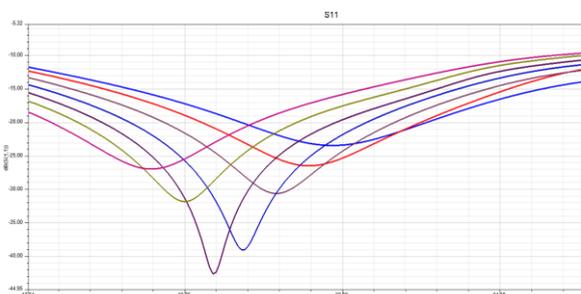


Рис. 1. График зависимости параметра S11 от частоты

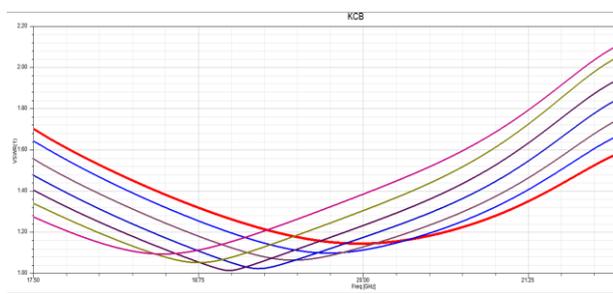


Рис. 2. График КСВ

Были получены распределения полей в феррите вдоль структуры (рис. 3, рис. 4). С торца видно, что поле распределено в основном в диэлектрике, что сходится с теоретическим результатом. Модели полей с большими ($\text{tg } \delta = 0.05$) и малыми ($\text{tg } \delta = 0.001$) потерями в феррите и диэлектрике различаются, но видно, что согласование удовлетворительно, не наблюдается появление высших типов мод, обратная волна затухает.

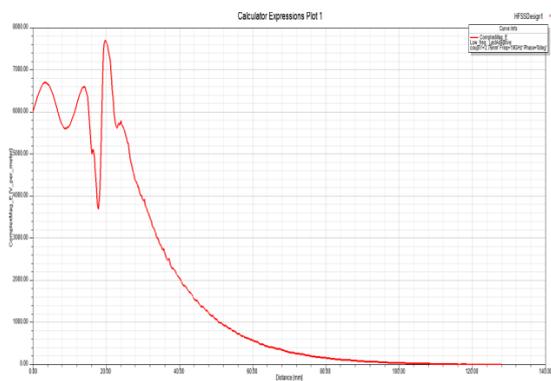


Рис. 3. Распределение поля вдоль волновода с большими потерями

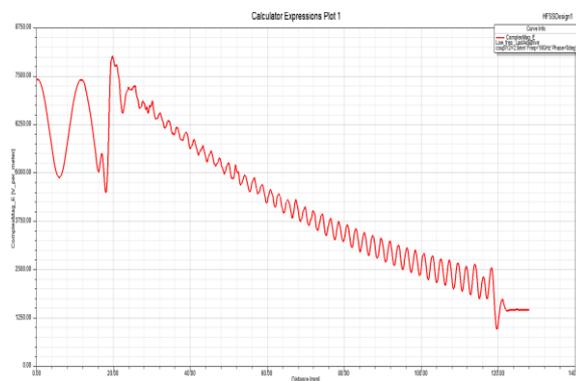


Рис. 4. Распределение поля вдоль волновода с малыми потерями

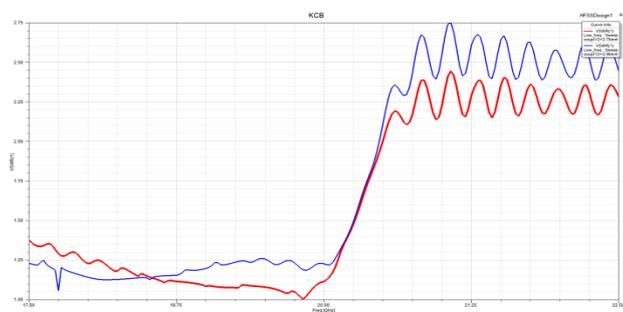


Рис. 5. График КСВ

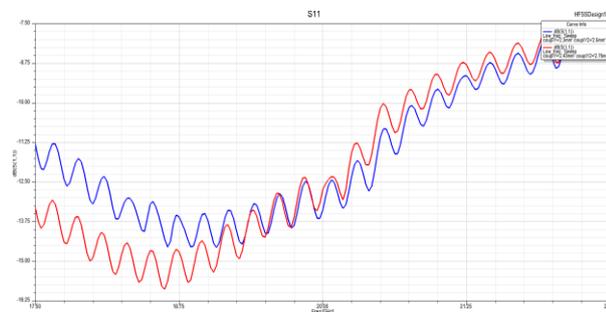


Рис. 6. Частотная зависимость параметра S11

В модели с двухступенчатым трансформатором были подключены два порта на входе питающего волновода. В диапазоне от 17.5 до 22.4 ГГц с шагом 0.05 ГГц получили

зависимости КСВ и S11-параметра от частоты (см. рис. 5, рис. 6). Из полученного результата видно, что наилучшее КСВ для двухступенчатого согласователя получается на частотах 20 ГГц, так как оно почти равно 1. Получена полоса частот (по уровню КСВ 1.25): для двухступенчатого согласователя 2 ГГц. Полоса пропускания для модели с двумя «ступенями» больше, чем для одноступенчатого случая. Поэтому можно сделать вывод, что двухступенчатое согласование лучше, одноступенчатого.

Также было исследовано распределение электрического поля в структуре (рис. 7). При моделировании устанавливали малые потери в диэлектрике и феррите ($\text{tg } \delta = 0.001$). На графике видна интерференция мод.

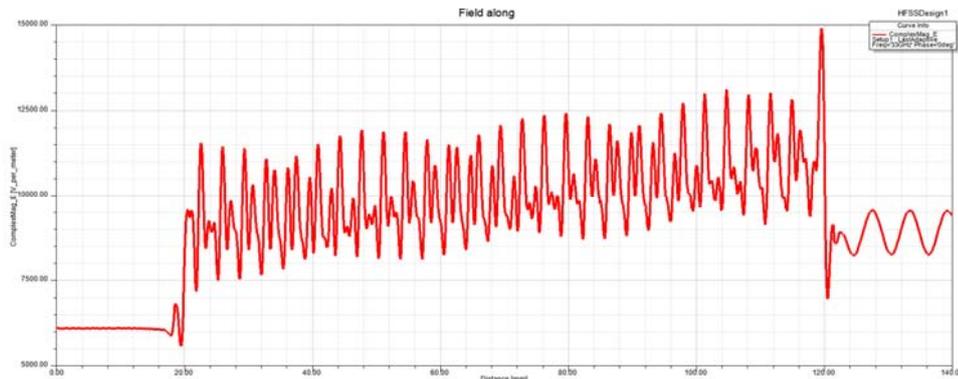


Рис. 7. Распределение электрического поля по структуре

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Частотные зависимости КСВ и S11-параметра, полученные на основе моделирования исследуемых структур, показали, что задача согласования решаема в определенной полосе частот. Ранее задача согласования решалась путем экспериментального подбора параметров трансформаторов. Результаты исследований помогают упростить задачу подбора параметров трансформаторов. Получены полосы частот (по уровню КСВ 1.25): для одноступенчатого трансформатора 1.7 ГГц, для двухступенчатого трансформатора 2 ГГц. Оптимальные размеры «ступенек» при одноступенчатом согласовании: 2.65 мм по высоте при длине 2.75 мм, 2.5 мм по высоте и 2.55 и 2.55 мм по длине. Для двухступенчатого согласования требуется дополнительная оптимизация. Этот пункт будет изучен в дальнейших исследованиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С., Гуськов А.Б. Элементарная теория интегральных фазированных антенных решеток // Санкт-Петербургский государственный технический университет. – СПб., 1999. – Деп. в ВИНТИ, N. 3849–В99.
2. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С., Гуськов А.Б. Новые антенны миллиметрового диапазона волн с электрическим сканированием // Научно-технические ведомости СПбГТУ. – 2001. – № 2 (24). – С. 47-52.
3. Черепанов А.С. Распространение электромагнитных волн в трехслойной феррит-диэлектрической структуре // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Сер.: Физико-математические науки: научное издание. – 2018. – Т. 11. – № 1. – С. 138-146.
4. Cherepanov A.S., Guzenko K.V., Kroutov I.A. The slot integrated phased array // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Computer Science, Telecommunications and Control Systems. – 2012. – N 2 (145). – P. 41-45.

СОЗДАНИЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ МИКРОКОНТРОЛЛЕРНОЙ ПЛАТФОРМЫ –
ОСНОВЫ СИСТЕМ ДИСТАНЦИОННОГО МОНИТОРИНГА ДАННЫХ И УПРАВЛЕНИЯ

Сегодня сложились благоприятные условия для внедрения в прикладной электронике микроконтроллерных (МК) систем. Этому способствует развитие линейки Ардуино-совместимых МК, сочетающих простоту настройки и программирования (об Ардуино (Arduino) – здесь: [1]). Обилие доступных для подключения датчиков, модулей, масштабируемая структура, широкая доступность учебных и справочных материалов позволяют применять такие МК платформы для решения многих, актуально востребованных задач. Сочетание этих факторов с беспроводным доступом к командам микроконтроллера инициирует разработки систем дистанционного, мониторинга и управление. Системы такого рода (рис. 1) сегодня востребованы, их развитие перспективно. Очевидна актуальность отражения данной тематики в образовательных программах университетов: ощущается необходимость изучения принципов действия и способов настройки таких систем, анализа их функционирования, реализации дистанционного мониторинга, управления.

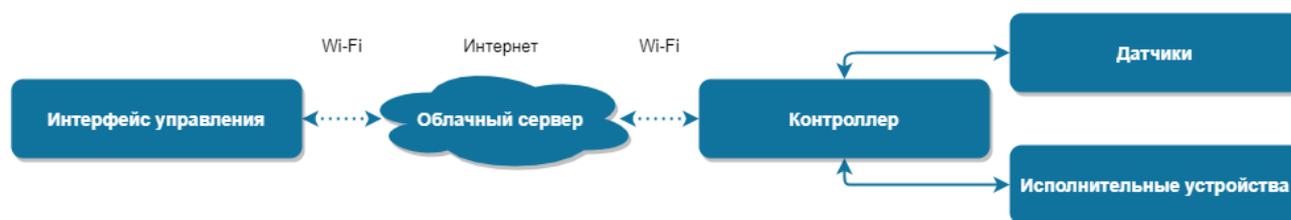


Рис. 1. Блочное представление системы интерактивного мониторинга и управления

Изложенные обстоятельства побудили разработку в Политехническом университете (Санкт-Петербург) учебной модели системы дистанционного мониторинга объектов со встроенными МК на базе ESP8266. Результаты разработки докладывались на конференции «Неделя науки в СПбПУ», они опубликованы в сборнике трудов конференции [2]. По результатам проведенной работы, изучения потребностей в устройствах такого рода решено расширять функционал, продолжать усилия для внедрения изделия в учебный процесс. Результатом эволюции модели явилась представленная здесь платформа, позволяющая демонстрировать основные блоки систем дистанционного мониторинга, знакомить студентов с актуальными решениями, используемыми при проектировании подобных устройств. Это стало возможным благодаря использованию современных разработок, входящих в состав электронных систем. Внедрение созданной платформы в учебные программы позволит получать навыки работы с такими системами в рамках занятий по профильной дисциплине.

На рис. 2 показаны основные блоки и внешний вид IoT (Internet of Things) МК-платформы. Её ядро – микроконтроллерная плата ESP32 WROOM [3]. Это – модуль новой ESP-серии микроконтроллеров. В отличие от модулей ESP8266 прошлого поколения новая линейка обладает большим количеством пинов, повышением частоты микропроцессора, поддерживает больше интерфейсов, позволяет обеспечивать беспроводное Bluetooth-взаимодействие.

Платформа реализована в формате платы разработчика (development board). Это в высокой степени расширяет области её применения:

- в качестве основы учебных стендов – благодаря наглядности и наличию характерных для IoT-систем элементов, может быть использована как иллюстрация лекционных, семинарских занятий, в лабораторных практикумах по профильным дисциплинам,
- как отладочной платы – удобна для разработчиков IoT-устройств,
- в практических системах управления и дистанционного мониторинга.

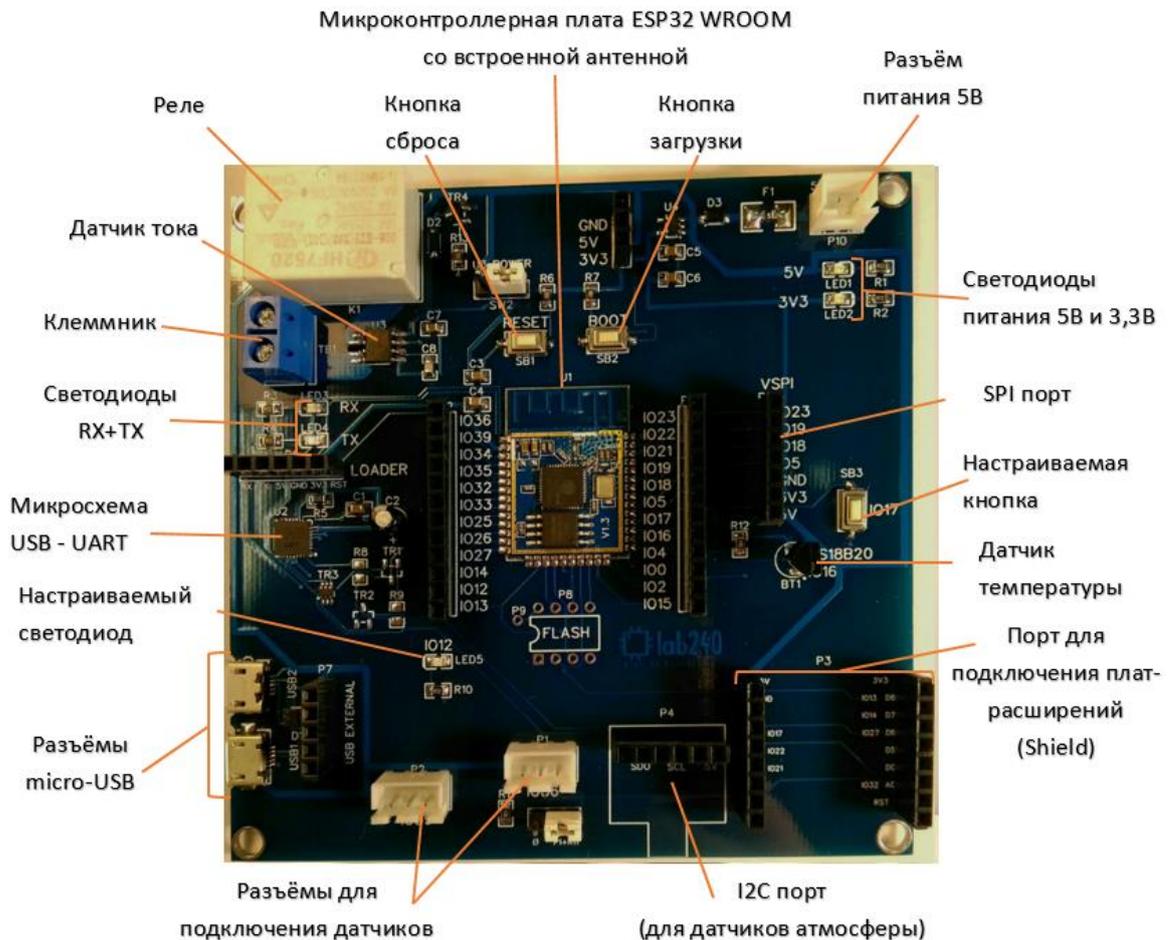


Рис. 2. Универсальная платформа: внешний вид и состав

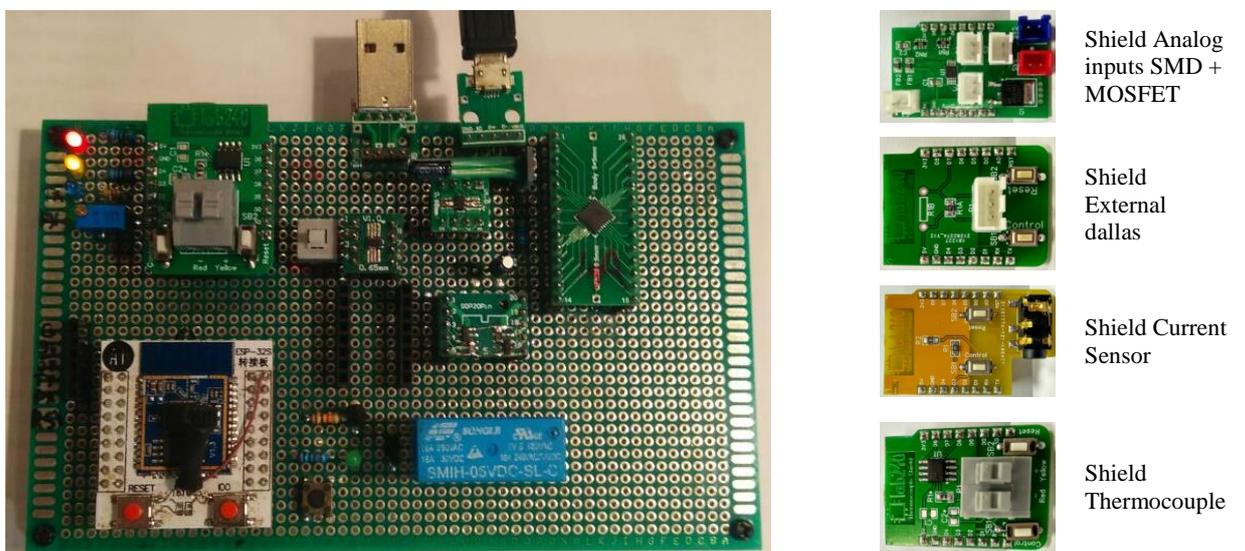


Рис. 3. Модульный прототип и платы Shield расширений

Важным этапом явилось создание прототипа системы (рис. 3). На нем выполнялась предварительная отладка, отбор схемотехнических решений. Важно отметить: по ходу разработки модульная структура прототипа сложилась к формату, отвечающему качествам наглядного учебного пособия на занятиях по проектированию электронных устройств, реализуемых на основе разработанной платформы.

Дистанционное управление системой и мониторинг данных осуществляются посредством облачных серверов – клиент-серверных платформ, реализующих беспроводной обмен данными. Управление представленной здесь платформой реализовано через облако Blynk (рис. 4). Интерфейсом управления системой может выступать смартфон или ПК. Возможно применение иных облачных решений, таких как MQTT или Cayenne.

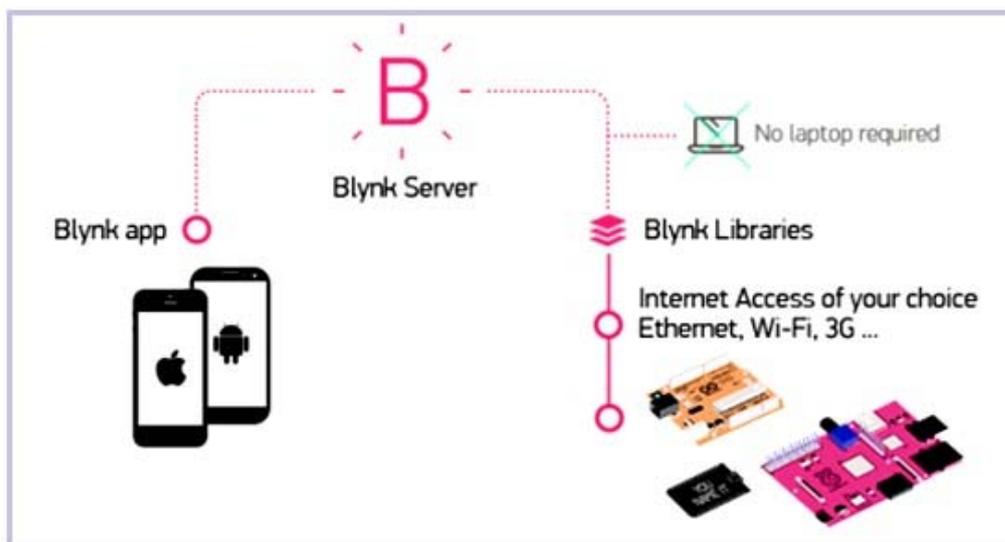


Рис. 4. Структура дистанционного взаимодействия через облако Blynk

Таким образом, разработана универсальная микроконтроллерная IoT-платформа, содержащая датчики параметров среды и исполнительные механизмы, доступ к которым реализован по беспроводной сети. Составлены сопроводительные материалы, инструкции, подготовлена материально-техническая база для внедрения системы в учебный процесс по образовательным программам физических направлений. Проведены пробные занятия по программам лабораторного практикума тематики «Электроника и основы схемотехники».

Платформа положительно оценена IoT-разработчиками как удобное решение формата development board – платы проектирования систем дистанционного мониторинга. Используется в практических применениях – встроена в систему телеметрии метеоданных.

Внедрение данной платформы в образовательные программы направлений электронного профиля позволяет подробно демонстрировать студентам принципы создания подобных систем, настраивать дистанционные взаимодействия с ними через Интернет посредством смартфонов, ноутбуков. Способствует получению навыков работы с такими системами на практических занятиях по профильной дисциплине. Благодаря формату платы разработчика (development board) платформа может использоваться и как инструментальная основа разработки, и как конечное решение для задач прикладной электроники.

Благодарим компанию ООО Топвей Ассист за предоставленное оборудование, компоненты, консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электронный ресурс «МК семейства Ардуино в России». – URL: <http://arduino.ru>.
2. Алисьяк А.А., Новиков Ю.Н. Интернет-мониторинг объектов со встроенными микроконтроллерами: модель системы // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с

международным участием, 19-24 ноября 2018 г. Лучшие доклады. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – С. 159-162.

3. ESP32. – URL: https://www.espressif.com/documentation/ESP32__EN.pdf.

УДК 537.862

Д.А. Вабищевич, Е.В. Киселева, А.А. Сочава, А.С. Черепанов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ДИАФРАГМА В ВОЛНОВОДЕ КАК ЭКВИВАЛЕНТ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ЩЕЛИ

Совершенствование способов сканирования диаграммы направленности (ДН) антенных решеток является современной задачей в радиолокации, системах наземной мобильной связи и системах спутниковой связи [1]. В данной статье изложены результаты разработки метода амплитудно-фазовым распределением токов или полей на излучающих элементах без использования фазовращателей для снижения стоимости и массы фазированных антенных решеток (ФАР) [2–4].

Исследуемая антенна, сделана на основе волноводно-щелевой решетки (ВЩР) с продольными щелями на широкой стенке волновода, который является SIW-структурой (SIW – substrateintegrated waveguide). Последняя выполнена на диэлектрической пластине, фольгированной с двух сторон, где узкие стенки реализованы в виде линеек из отверстий, в которые впаяны медные стержни. Такая технология изготовления антенны при малых деформациях волновода не разрушает напаяемые на широкую стенку электронные smd (surface mounted device) компоненты. Изменение амплитудно-фазового распределения вдоль решетки осуществляется за счет управления проводимостью pin-диодов, перекрывающих поперек щели в широкой стенке волновода [5].

Цель работы состоит в исследовании влияния pin-диода на характер излучения щели в широкой стенке волновода при коммутации его сопротивления. При прохождении по волноводу электромагнитной волны на внутренней поверхности образуется система токов проводимости. Каждый элемент поверхности, обтекаемый током проводимости, может рассматриваться, как элементарный электрический вибратор. Структура поля в щели зависит от формы щели и геометрии поверхности [6]. Поэтому в качестве эквивалента щели взята плоская диафрагма, установленная в поперечном сечении волновода.

Щели и диафрагме могут быть сопоставлены эквивалентные схемы, приведённые на рис. 1а, 1б. В обоих случаях поле вдоль прорези распределено по косинусу. Симметрия сохраняется при напайании электронного компонента поперёк, что упрощает анализ влияния последнего на поле в прорези. Это позволяет предположить, что параллельно к эквивалентной схеме добавляется комплексное сопротивление, которое должно менять добротность и резонансную частоту колебательных контуров.

Эквивалентная схема pin-диода приведена на рис. 1в, 1г. Работа pin-диода основана на изменении его полного электрического сопротивления при изменении полярности управляющего напряжения или тока. При подаче прямого напряжения pin-диод для СВЧ-сигнала его эквивалентная схема эквивалентна активному сопротивлению в доли Ома. При подаче обратного напряжения сопротивление pin-диода на СВЧ возрастает до нескольких килоом [7].

В данной работе в качестве замещающего pin-диод компонента, перекрывающего щель, использовался smd резистор в силу того, что сопротивление последнего заранее известно. Его эквивалентная схема приведена на рис. 1д. Были взяты резисторы номиналом от 1,1 до 9,1 кОм, тип размеров – 1206. Основным несущим элементом резистора является подложка, изготовленная из окиси алюминия (Al_2O_3). Окись алюминия имеет $\epsilon=9-10$. Ёмкость C_g –

ёмкость между контактами резистора, которая может быть оценена как ёмкость плоского конденсатора. На частоте 10ГГц его реактивное сопротивление равно 0,6–1 кОм.

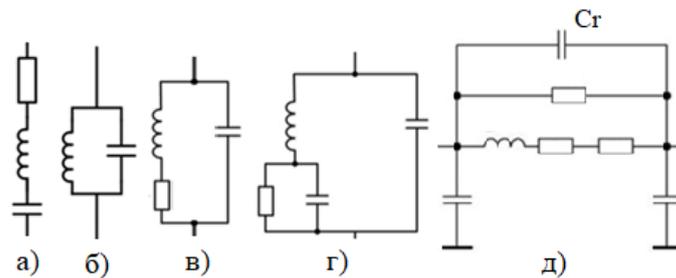


Рис. 1. Эквивалентные схемы: а) продольная щель в широкой стенке волновода, б) симметричная диафрагма в волноводе, в) рпn-диод (прямое смещение), г) обратное смещение, д) smd резистор

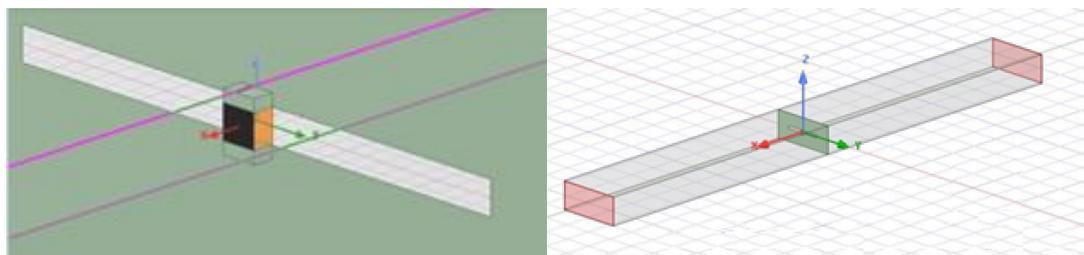


Рис. 2. Модель диафрагмы в программе Ansys HFSS



Рис. 3. Диафрагма, используемая в эксперименте

Согласно формуле, приведённой в [8] для симметричной диафрагмы шириной 0,8 мм, её резонансная частота для длины 15 мм равна 10,044 ГГц, а для 16мм 9,407 ГГц.

Далее был проведен численный расчет модели диафрагмы в Ansys HFSS (рис. 2) и поставлен эксперимент. Экспериментальная установка состояла из спектроанализатора, калибратора, коаксиальных кабелей, коаксиально волноводных переходников (КВП), секций волноводов и диафрагмы длиной 15–16 мм, шириной 0,8мм (рис. 3). Измерительная линия показана на рис. 4.

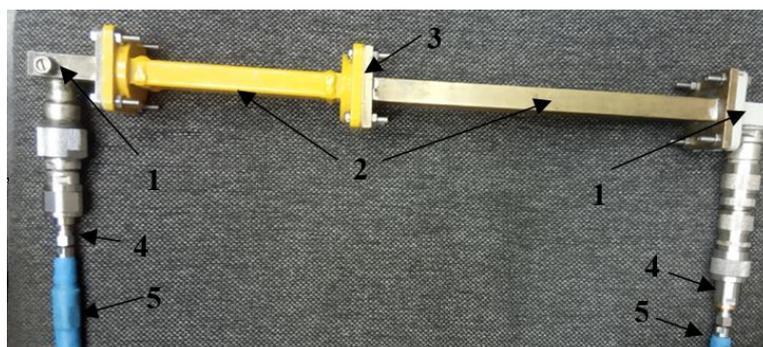


Рис. 4. Измерительная установка: 1 – КВП, 2 – волноводные секции 23x10мм, 3 – диафрагма, 4 – переходные разъёмы, 5 – СВЧ коаксиальные кабели

Результаты, полученные численно и экспериментально (рис. 5), показали влияние сопротивления, подложки и металлических контактов, установленных посередине щели на её резонансную частоту, как параллельное включение ёмкости к эквивалентной схеме щели. Экспериментальная резонансная частота ближе подходит для численного расчета с длиной щели 16 мм. Значит погрешность в длине щели при изготовлении больше смещена к 16 мм. Наблюдается падение уровня мощности при переходе от резистора номиналом 9,1 кОм к более низкому.

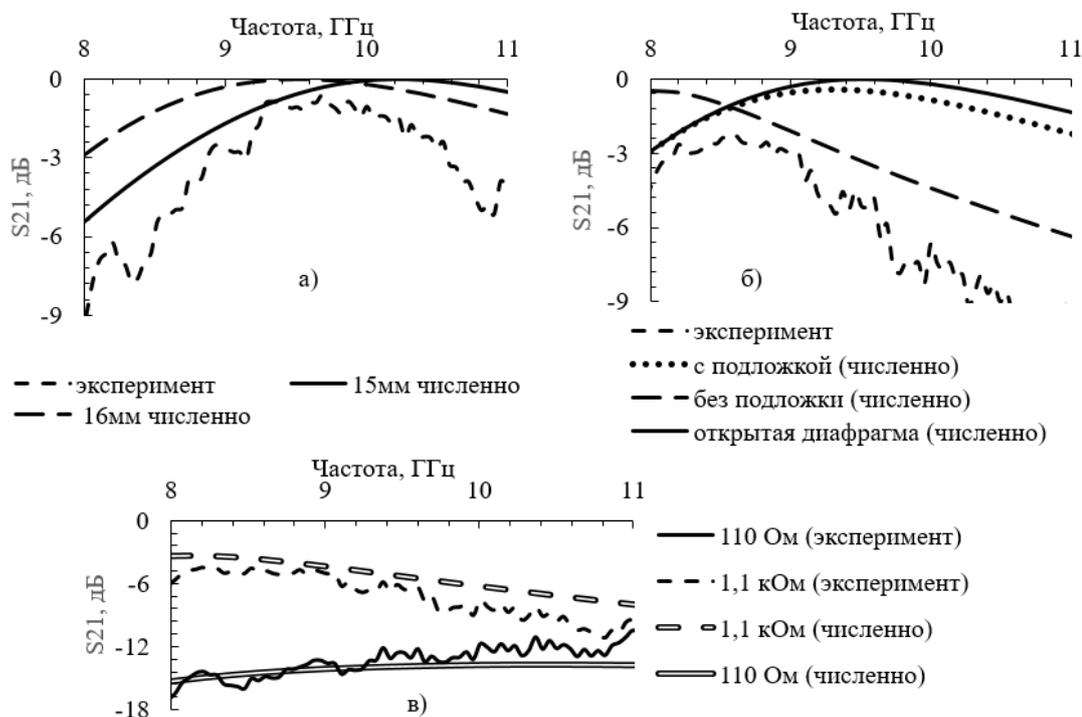


Рис. 5. Зависимость коэффициента прохождения S_{21} от частоты: а) открытая диафрагма, б) открытая диафрагма и перекрытая резистором 9,1кОм, в) диафрагма, перекрытая резисторами разного номинала

Из проведённых исследований следует, что с помощью приведённой в данной статье численной модели, выбранной для анализа влияния проводимости, установленной посередине диафрагмы, на характер излучения, можно предсказать смещение резонансной частоты и снижение уровня проходимой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Слюсар В. Цифровые антенные решетки в мобильной спутниковой связи // Первая миля. – 2008. – Т. 7. – № 4. – С. 10-15.
2. Соломаха Г.А., Сочава А.А. Волноводно-щелевые решетки с электронным управлением лучом // Научный форум с международным участием "Неделя науки СПбПУ". – 2014. – С. 25-27.
3. Rahali B., Feham M. Substrate integrated waveguide power divider, circulator and coupler in [10–15] GHz band // STIC Laboratory, University of Tlemcen, Tlemcen, Algeria, 2014.
4. Kruger B. Edge slotted waveguide antenna array with select able radiation direction // International Telephone and Telegraph Corporation, New York, NY. – Appl. No.: 34,399. – Apr. 30, 197.
5. Киселева Е.В., Сочава А.А. Волноводно-щелевая антенная решетка Siw-структуры с электрическим управлением луча // [Электронный ресурс]: магистерская работа: 16.04.01 / СПбПУ, ИФНиТ. – 2019. – URL:<http://elib.spbstu.ru/dl/2/v17-6740.pdf>. – (дата обращения: 28.09.2019).
6. Айзенберг Г.З. Антенны ультракоротких волн. – 1957.

7. Столяров А.А. Конспект лекций по курсу «Электроника и микроэлектроника» специальности 210201 «Проектирование и технология радиоэлектронных средств». – «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана» (МГТУ им. Н.Э. Баумана) Калужский филиал, 2009.

8. Семенов Н.А. Техническая электродинамика. – М.: Связь, 1973.

УДК 004.942

Н.С. Ваулин¹, Д.М. Голофеева¹, О.А. Котовская¹, Ю.Н. Новиков^{1,2}
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

МОДУЛЯЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ В ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ ПРОГРАММЕ: КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ

В образовательных программах дисциплин электронного профиля существенное внимание уделяют способам передачи данных, использующим модуляцию сигналами несущих колебаний и последующее детектирование полученной информации [1]. Сегодня весьма эффективна, а значит, и весьма актуальна для внедрения в учебный процесс, методика освоения этой тематики посредством компьютерного моделирования цепей, устройств, процессов средствами программы NI Multisim [2–4] (далее – Multisim, NI – National Instruments). Важная мотивация «погружения» в среду Multisim – обилие виртуальной аппаратуры, подобной реальным приборам исследовательских лабораторий.

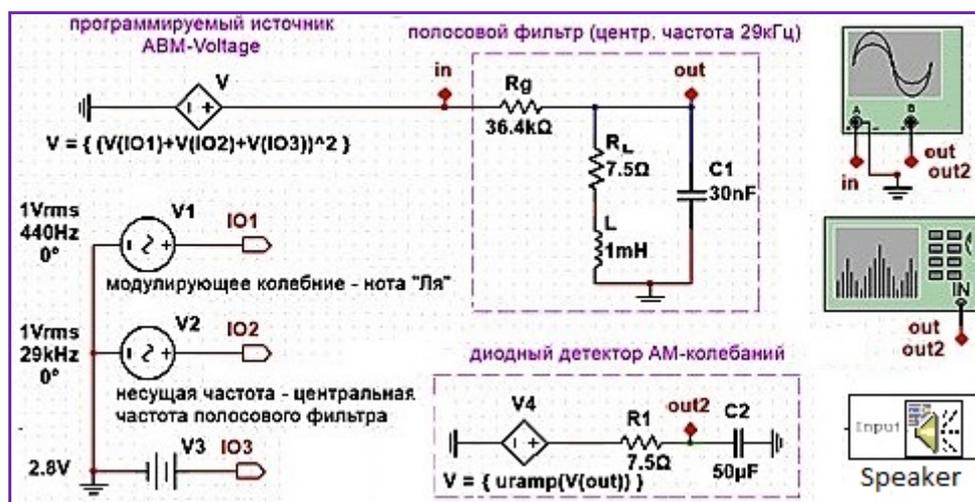


Рис. 1. Multisim-модель амплитудного модулятора и детектора

Содержание данного материала – Multisim-моделирование, наблюдение, подробный анализ процессов амплитудной модуляции и детектирования. Принципиальна ориентация на моделировании процессов в простых цепях (рис. 1). Транзисторы, диоды, какие-либо другие элементы реальных цепей намеренно исключены из схем модулятора и детектора, чтобы сфокусировать внимание на физике и математическом описании представляющих интерес процессов. Так они могут изучаться студентами младших курсов вузов, учащимися колледжей без погружения в подробности схемотехнических решений, принципов действия нелинейных электронных устройств и их характеристик. Ключевые функции преобразования частотных спектров колебаний возложены здесь на программируемые источники *ABM-Voltage* (ABM – от *англ.* Analog Behavioral Modeling). На рис. 1 это V и V4.

Амплитудная модуляция (далее АМ-). В Multisim-модели АМ-модулятора (см. рис. 1) напряжение на полюсах АВМ-источника формируется программно: сумма трех напряжений

возводится в квадрат. Одно напряжение (постоянное) сдвигает уровень, два другие – синусоидальные колебания: модулирующее и несущей частоты (29 кГц). Наличие в базе Multisim LabVIEW-прибора *Speaker* позволило реализовать эффектный прием: модулирующему колебанию задана частота ноты «ля» первой октавы (440 Гц), которую мы можем озвучить. Полосовой *LC*-фильтр выделяет из сложного спектра напряжения АВМ-источника три гармоники, составляющие АМ-колебание, – несущей частоты (29 кГц) и боковых частот ($29,00 \pm 0,44$ кГц). Результат – явление амплитудной модуляции – демонстрируют и спектрограммы, снятые прибором *Анализатор спектра* (рис. 2), и осциллограммы (рис. 3). Multisim-инструменты позволяют выполнить измерения основных параметров, анализировать соответствие данных симуляций и результатов вычислений.

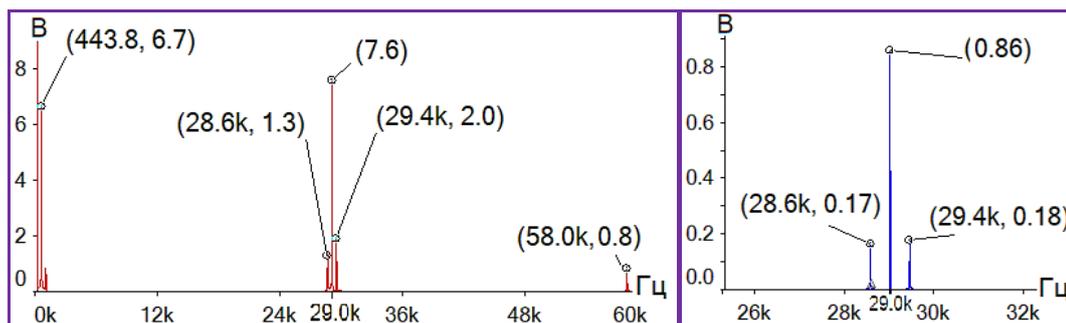


Рис. 2. Спектрограммы напряжений АВМ-источника и АМ-колебания

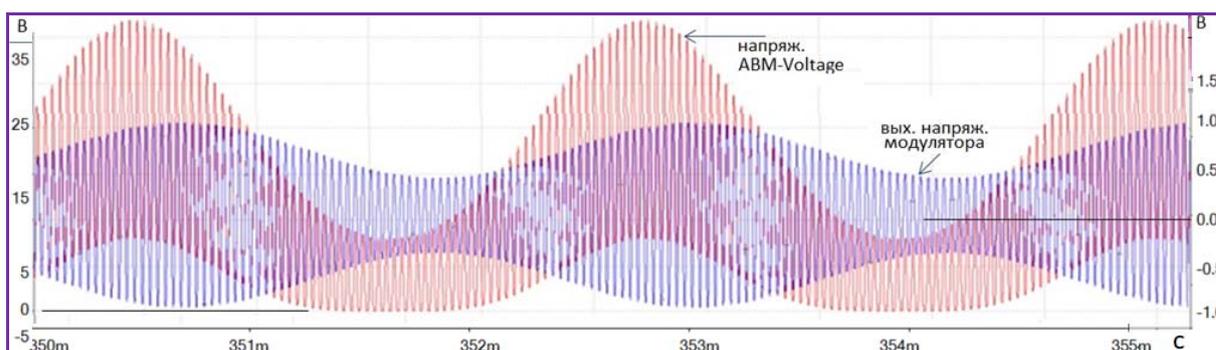


Рис. 3. Осциллограммы напряжений на АВМ-источника и АМ-колебания

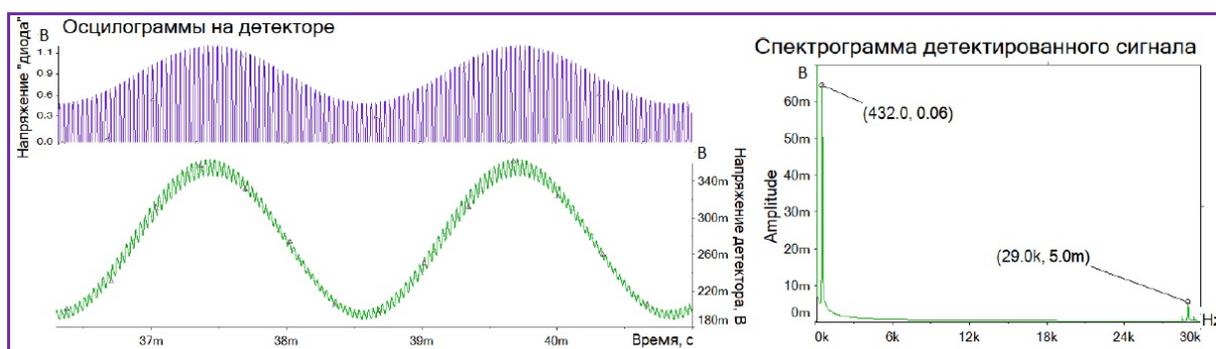


Рис. 4. Осциллограммы и спектрограммы АМ-детектора

Демодуляция. Процедура амплитудного детектирования сводится к нелинейному преобразованию поступившего на обработку АМ-сигнала и выделению из него модулирующего компонента. И здесь основной элемент АМ-детектора – АВМ-источник (заменяет диод, обычно используемый в детекторах). Напряжение на полюсах АВМ-источника формируется специальной функцией: $uramp(x) = x$ при $x \geq 0$. Она выдает на выход положительные значения аргумента (рис. 4), отсекая отрицательные.

В низкочастотной области спектра этого колебания, насыщенного гармониками, есть те, которые относятся к информационному сигналу. Фильтруя высокочастотные компоненты, существенно уменьшаем их присутствие в выделенном сигнале, хотя на осциллограмме выходного напряжения они проявляются (рис. 4). Включение в процедуру исследований *стикера* позволяет озвучить сигнал в начальном и конечном пунктах устройства – иллюстрировать результат передачи ноты «ля» по трассе «модуляция-детектирование».

Модуляция и демодуляция музыкальной композиции. Инструментальные средства среды Multisim, наличие в базе прибора Speaker, позволило расширить эксперимент: смоделировать передачу по трассе «модуляция-детектирование» мелодии, здесь – звонка Nokia. Схемы модулятора, детектора, фильтра остаются теми же. Новая задача свелась к упорядоченной генерации колебаний разных частот (нот), а именно: к формированию музыкальной фразы из нот, звучащих в разное время на протяжении определенных интервалов. Основа решения – программирование набора АВМ-источников ЭДС, которые передают в нужные моменты времени на протяжении заданных мелодией интервалов напряжения определенных частот (ноты), поступившие на входы. Для этого используются логическая функция *if* и аргумент *time* (текущее время в секундах). Как их применяют, можно понять, обратившись к рис. 5, на котором показана структура генератора мелодии.

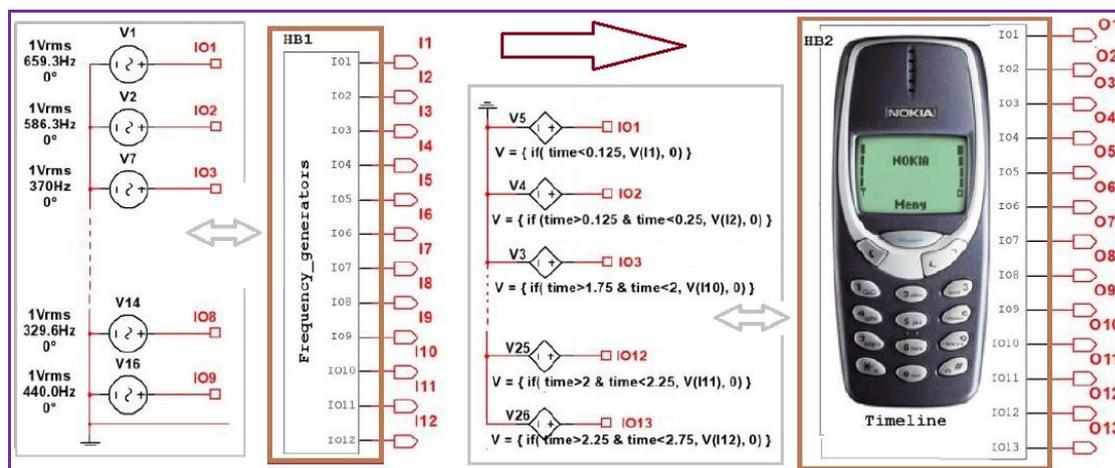


Рис. 5. Принцип формирования генератора музыкальной композиции

Генератор мелодии реализован *иерархическими блоками* (термин Multisim). В одном (он слева) смонтированы генераторы частот нот мелодии. Далее в другом блоке (он справа) ноты – колебания этих частот – выстраиваются АВМ-источниками в заданном композицией порядке. Дополнительный АВМ-источник суммирует все колебания и передает сгенерированный сигнал (мелодию Nokia) на вход АМ-модулятора.

Таким образом, в работе представлены построенные в среде Multisim модели процессов амплитудной модуляции и детектирования. Намеренно выбраны простые цепи, основные функции преобразования сигналов возложены на программируемые источники ЭДС – АВМ-Voltage. Показано: и АМ-модулятор, и АМ-детектор работают с достаточной для образовательных целей точностью, что позволяет использовать среду Multisim для проведения опытов, дающих высокую степень свободы относительно изменения свойств цепи и анализа результатов. Результаты работы Multisim-модели можно услышать, перейдя по ссылке [5] на запись входной и демодулированной мелодий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков Ю.Н. Основные понятия и законы теории цепей, методы анализа процессов в цепях: учебное пособие. – Санкт-Петербург: Лань, 2011. – 368 с.

2. NI Multisim User Manual. – URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/374483d>. – окт. 2020.
3. Макаренко В.В. Использование NI Multisim для пояснения процессов демодуляции АМ-сигналов // ФМО. – 2019. – № 1 (19). – URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/ispolzovanie-ni-multisim-dlya-poyasneniya-protsesov-demodulyatsii-am-signalov>. – (дата обращения: 19.10.2020).
4. Белоус И.А. Моделирование детекторов сигналов в пакете NI Multisim // Территория новых возможностей. – 2017. – № 2 (37). – URL: <https://cyberleninka.ru/article/n/modelirovanie-detektorov-signalov-radiopriemnyh-ustroystv-v-pakete-ni-multisim>. – (дата обращения: 19.10.2020).
5. Проигрывание мелодии Nokia, сформированной в среде NI Multisim. – URL: https://youtu.be/FQZ9cyKo_LY – нояб. 2020.

УДК 621.372.2

С.В. Горенкова, А.С. Черепанов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ВОЛНОВОДНЫЙ ФАЗОВРАЩАТЕЛЬ НА ДИАФРАГМАХ, УПРАВЛЯЕМЫЙ ЕМКОСТЯМИ

В настоящее время в антенных установках в качестве фидера на сантиметровых и миллиметровых волнах используются волноводные линии передачи (ЛП). Такой выбор обусловлен рядом положительных преимуществ перед другими ЛП: малые потери, способность пропускать сигналы большой мощности, отсутствие излучения в окружающее пространство, а также высокая стабильность работы при различных погодных условиях и температурных перепадах. Наиболее широкое применение в таких областях как радиоастрономия, радиолокация, радионавигация получили фазированные антенные решетки (ФАР) – антенные решетки, в которых управление сканирующим лучом осуществляется посредством задания амплитудно-фазового распределения в каждом отдельном излучателе [1]. Так как круг возникающих в соответствующих областях задач расширяется, то и требования к техническим характеристикам антенных систем значительно возрастает. В связи с этим необходимы не только модернизация уже реализованных устройств, но и также исследования и разработка новых конструктивных решений.

В некоторых ФАР для задания фазового сдвига проходящего СВЧ-сигнала используются фазовращатели (ФВ) на базе волновода. Основные типы управляемых волноводных фазовращателей, которые используют на практике, это ферритовые и фазовращатели на р-і-п диодах. Ферритовые ФВ занимают лидирующие позиции по значению максимальной мощности пропускаемого сигнала; также обеспечивают широкий диапазон фазового сдвига 0–360°. Однако они имеют и ряд недостатков, которые в некоторых случаях превалируют над достоинствами: высокие инерционность и потребляемая мощность управляющих систем, нелинейность и нестабильность фазового сдвига, сложность реализации [2, 3]. Фазовращатели на р-і-п диодах компактны и, что наиболее важно, имеют маломощную схему управления и более высокую скорость переключения, что дает им выигрыш в быстродействии. Но они значительно проигрывают ферритовым по электропрочности и в некоторых случаях по величине фазового сдвига.

В настоящей работе предлагается модель фазовращателя, фазовый сдвиг которого обеспечивают резонансные диафрагмы, установленные в поперечных плоскостях волновода, а управление фазовым сдвигом достигается посредством вариации включенных в диафрагмы емкостей. Как известно [4], резонансные диафрагмы являются сосредоточенными реактивными элементами, эквивалентная схема которых представляет параллельный LC-контур, включенный в цепь. На некоторой частоте проводимость контура обращается в нуль, и волна полностью проходит через диафрагму. Таким

образом, изменение амплитудного распределения поля при прохождении диафрагмы даёт изменение фазы прошедшей волны.

Исследование возможности создания такого устройства происходило в два основных этапа. Первый этап заключался в аналитическом описании устройства волноводного фазовращателя методом матричного анализа теории многополюсников [5]. На втором этапе было осуществлено электромагнитное 3D-моделирование фазовращателя. Создана модель волновода с тремя диафрагмами, в окна диафрагм помещаются переменные емкости. Размер щелей выбирается 18 мм. Расчёт выполняется на рабочей частоте 10 ГГц.

Главной задачей данного исследования являлась проверка теоретически показанной возможности управляемого фазового сдвига моделированием. По полученным графическим результатам (рис. 1) можно констатировать, что для изменения емкости щели в диапазоне от 0,325 пФ до 0,7 пФ сдвиг фазы лежит в пределах от 50° до 145° , то есть фазовый сдвиг оказался равным 95° , что удовлетворяет теоретическим результатам.

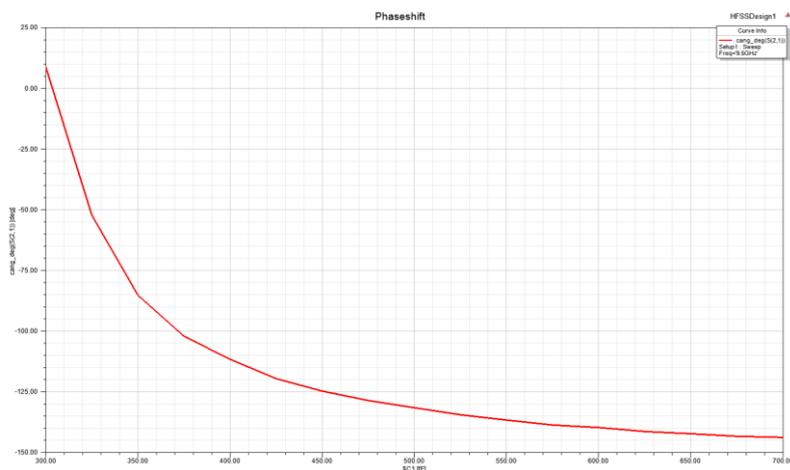


Рис. 1. Зависимость фазового сдвига от изменения емкости

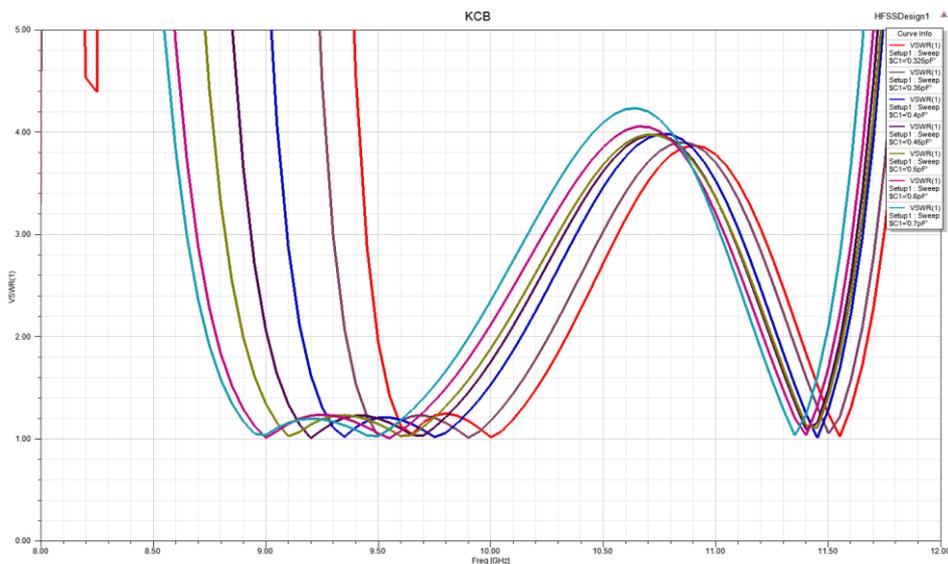


Рис. 2. Частотная зависимость КСВ при изменяющихся ёмкостях

Степень согласования устройства и фидера характеризует КСВ. В данном устройстве посредством включения разных емкостей в боковые и центральную диафрагмы создавалась разница в импедансах этих диафрагм, что в свою очередь позволяет сделать частотную зависимость КСВ максимально плоской. Из представленного графика (рис. 2) видно, что для двух резонансных частот КСВ = 1 как в

идеальном случае, для полосы между пиками $1 \leq KCB \leq 1,2$. При варьировании емкости в пределах 0,325–0,7 пФ кривая будет смещаться по частотной оси; промежуток частот, на котором будет сохраняться постоянный уровень согласования, заключен между красной и голубой кривыми, отвечающим крайним значениям емкости. Если выбрать уровень согласования, для которого $KCB = 2$, то он будет находиться в полосе частот 9,5–9,9 ГГц.

Уровень передаваемого сигнала без потерь определяется частотной зависимостью коэффициента отражения (рис. 3). Максимально возможная пропускаемая мощность без потерь будет иметь значения до 18 дБ для любой полосы частот.

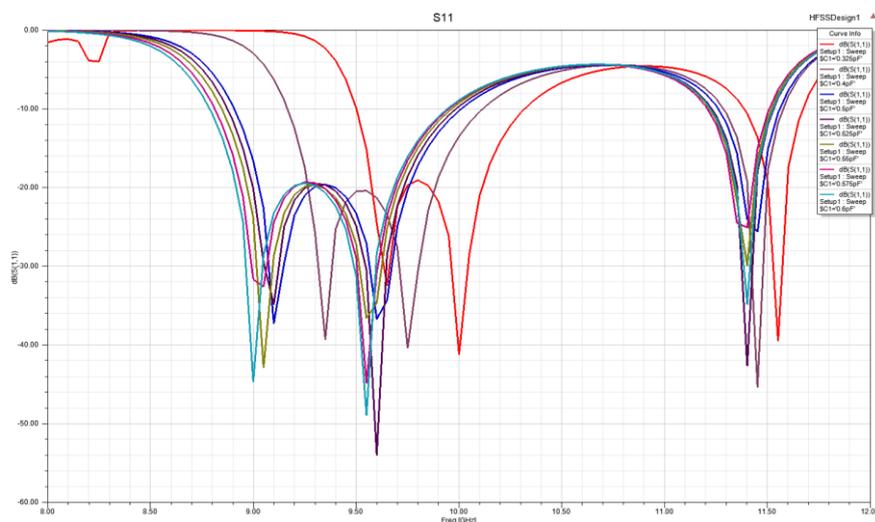


Рис. 3. Частотная зависимость параметра S_{11} при различных значениях ёмкости

Совокупность полученных результатов говорит о не бессмысленности дальнейшей реализации волноводного фазовращателя управляемого емкостью с фазовым сдвигом 90° для сопоставления характеристик реального устройства и электромагнитной модели. Также положительно определена возможность дальнейшего исследования и усовершенствования полученной конструкции с целью получения большего фазового сдвига, широкой полосы согласования, большей пропускаемой мощности.

Преимущества такого ФВ могут заключаться в маломощной схеме управления и низкой инерционности, простоте технологической реализации. Однако недостатки существенны: невысокое значение уровня пропускаемого сигнала и малый фазовый сдвиг ограничивают возможность применения в большинстве современных ФАР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вендик О.Г. Фазированная антенная решетка – глаза радиотехнической системы // Соросовский образовательный журнал. – 1997. – № 2. – С. 115-120.
2. Вендик О.Г., Парнес М.Д. Фазовращатели сканирующих антенн для радаров обзора территории // Компоненты и технологии. – 2007. – № 9. – С. 164-166.
3. Черникин Д. Новые ферритовые СВЧ-устройства для перспективных фазированных антенных решеток // Воздушно-космическая сфера. – 2017. – № 3. – С. 64-71.
4. Зайцев Э.Ф., Черепанов А.С. Электродинамика и распространение радиоволн. Электромагнитные волны: учеб. пособие. – СПб.: изд-во СПбГПУ, 2006. – 103 с.
5. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполюсников на СВЧ. – М.: Связь, 1971. – 385 с.

ОБ ОДНОМ ИЗ ПУТЕЙ ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМЫ АНТЕННА-ОБТЕКАТЕЛЬ
С ПОМОЩЬЮ СФЕРИЧЕСКОГО СКАНЕРА

Методы ближней зоны давно вошли в практику экспериментального исследования антенн больших волновых размеров [1]. Такие антенны, как правило, имеют плоский излучающий раскрыв и узкую диаграмму направленности (ДН) и быстро спадающую мощность ближнего поля за границами раскрыва. Последним обусловлено применение, преимущественно, планарной схемы сканирования ближнего поля при испытаниях подобных антенн [2]. При этом угловой сектор достоверного восстановления ДН определяется известным равенством [1]

$$\beta = \pm \arctg \frac{L-D}{2d}, \quad (1)$$

где L – размер плоскости сканирования; D – наибольший линейный размер излучающего раскрыва исследуемой антенны; d – расстояние от антенны (от плоскости решетки, например) до плоскости сканирования. Обычно антенна размещается под обтекателем или радиопрозрачным укрытием. Расстояние от наружной стенки обтекателя до раскрыва антенны может составлять, например, $2D$. Так как $d > 2D$, то для сохранения сектора β придется существенно увеличить L , что приведет к увеличению размеров сканера и, как следствие, может привести к увеличению погрешностей позиционирования.

Преодолеть эту трудность и упростить исследование характеристик системы антенна обтекатель при различных углах отклонения ДН антенны позволяет сферический сканер.

Обтекатель влияет на все характеристики размещенной под ним антенны [3–5]. экспериментальное исследование систем антенна – обтекатель предполагает определение характеристик излучения в дальней зоне испытуемой антенны без обтекателя, а затем – в системе антенна – обтекатель. Если поток излучаемой мощности направлен вдоль оси OX системы координат, связанной с антенной, то независимые составляющие амплитудного спектра плоских волн антенны ($A_y(k_y, k_z)$, $A_z(k_y, k_z)$) и системы антенна-обтекатель ($F_y(k_y, k_z)$, $F_z(k_y, k_z)$) с помощью сферического сканирования ближнего поля через амплитуды векторных сферических волн [6]:

$$A_y(k_y, k_z) = -\frac{i}{\pi\sqrt{2\pi}k} \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n i^n \exp(im \arcsin \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}) (b_{nm} K_n^m(k_y, k_z) + a_{nm} \Omega_n^m(k_y, k_z)), \quad (2)$$

$$A_z(k_y, k_z) = \frac{i\sqrt{k^2 - k_z^2}}{\sqrt{k^2 - k_y^2 - k_z^2}} \frac{1}{\pi\sqrt{2\pi}k} \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n i^n \left(\frac{b_{nm}}{2} [(n-m+1)(n+m) P_n^{|m-1|}(k_z/k) - P_n^{|m+1|}(k_z/k)] + i\omega m \frac{k P_n^{|m|}(k_z/k)}{\sqrt{k^2 - k_z^2}} a_{nm} \right) \exp(im \arcsin \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}), \quad (3)$$

$$F_y(k_y, k_z) = -\frac{i}{\pi\sqrt{2\pi}k} \sum_{n=1}^{N_{a-o}} \sum_{m=-n}^n i^n \exp(im \arcsin \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}) (b'_{nm} K_n^m(k_y, k_z) + a'_{nm} \Omega_n^m(k_y, k_z)), \quad (4)$$

$$F_z(k_z, k_y) = \frac{i\sqrt{k^2 - k_z^2}}{\sqrt{k^2 - k_y^2 - k_z^2}} \frac{1}{\pi\sqrt{2\pi k}} \sum_{n=1}^{N_{a_o}} \sum_{m=-n}^n i^n \left(\frac{b'_{nm}}{2} [(n-m+1)(n+m)P_n^{m-1}(k_z/k) - P_n^{m+1}(k_z/k)] + i\mu\omega m \frac{k P_n^{m+1}(k_z/k)}{\sqrt{k^2 - k_z^2}} a'_{nm} \right) \exp(im \arcsin \frac{k_y}{\sqrt{k^2 - k_z^2}}), \quad (5)$$

где k – волновое число, μ – магнитная проницаемость среды, ω – круговая частота, $P_n^{m-1}(k_z/k)$ – присоединенный полином Лежандра, k_y и k_z – независимые проекции волнового вектора, $k_x = \sqrt{k^2 - k_y^2 - k_z^2}$, a_{nm} и b_{nm} – амплитуды векторных сферических волн испытываемой антенны, а a'_{nm} и b'_{nm} – системы антенна-обтекатель, определенные на основе измерений сферическим сканером, $N = kr_a + 10$, $N_{a_o} = kr_{a_o} + 10$, r_a и r_{a_o} – минимальные радиусы сфер, окружающие испытываемые антенну и систему антенна-обтекатель. $K_n^m(k_y, k_z)$ и $\Omega_n^m(k_y, k_z)$ определяются равенствами

$$K_n^m(k_y, k_z) = i \frac{mk^2}{k^2 - k_z^2} P_n^{|m|} + \frac{k_y k_z}{2\sqrt{(k^2 - k_z^2)(k^2 - k_y^2 - k_z^2)}} [(n-m+1)(n+m)P_n^{m-1}(k_z/k) - P_n^{m+1}(k_z/k)],$$

$$\Omega_n^m(k_y, k_z) = \frac{k\mu\omega}{\sqrt{k^2 - k_z^2}} \left(i \frac{k_y k_z m P_n^{|m|}(k_z/k)}{\sqrt{(k^2 - k_z^2)(k^2 - k_y^2 - k_z^2)}} - \frac{1}{2} [(n-m+1)(n+m)P_n^{m-1}(k_z/k) - P_n^{m+1}(k_z/k)] \right).$$

Зная амплитудные спектры, можно определить составляющие поля, падающего на обтекатель и в точках внутренней и наружной поверхности обтекателя. Например, для u -составляющей в центральной точке на оси обтекателя ($x = y = 0$) на внутренней стенке:

$$E_y(d_{\text{вн}}, 0, 0) = \int_{-k}^k \int_{-k}^k A_y(k_y, k_z) e^{-id_{\text{вн}} k} dk_y dk_z, \text{ на наружной: } E_y(d_{\text{нар}}, 0, 0) = \int_{-k}^k \int_{-k}^k F_y(k_y, k_z) e^{-id_{\text{нар}} k} dk_y dk_z.$$

Коэффициент прохождения $T_{\text{сты}}(0, 0) = E_y(d_{\text{нар}}, 0, 0) / E_y(d_{\text{вн}}, 0, 0)$, а диэлектрическая ε определяется с помощью итераций [7] из уравнения

$$T_{\text{сты}}(0, 0) = \frac{1 - R^2}{1 - R^2 \xi^2} \xi, \quad (6)$$

где $R = (1 - \sqrt{\varepsilon}) / (1 + \sqrt{\varepsilon})$, $\xi = e^{-ik\sqrt{\varepsilon}d}$, d – толщина стенки обтекателя.

Таким образом, предлагаемый подход позволяет с помощью сферического сканирования определить характеристики излучения системы антенна-обтекатель во всей передней полусфере, определить коэффициенты прохождения обтекателя и оценить его диэлектрическую проницаемость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д. и др. Методы измерения параметров излучающих систем в ближней зоне. – Л.: Наука, 1985. – 272 с.
2. Kerns D.M. Plane-wave scattering-matrix theory of antennas and antenna-antenna interactions. – Washington, U.S. Government Printing Office, 1981. – 179 p.
3. Пригода В.А., Кокунько В.С. Обтекатели антенн летательных аппаратов. – М.: Машиностроение, 1978. – 288 с.
4. Макушкин И.Е., Дорофеев А.Е., Грибанов А.Н., Гаврилова С.Е., Синани А.И. Метод измерения угловых ошибок пеленга в системе «антенна-обтекатель» в области сканирования луча ФАР // Вестник Концерна ВКО «Алмаз-Антей». – 2019. – № 2. – С. 7-24.
5. Гуртовник И.Г., Соколов В.И. и др. Радиопрозрачные изделия из стеклопластиков. – М.: Мир, 2002. – 368 с.

6. Кирпанев А.В., Лавров В.Я. Идентификация электромагнитных полей и ее применение. – СПб.: СПбГУАП, 1999. – 140 с.

7. Беляев А.А., Романов А.М. и др. Измерение диэлектрической проницаемости стеклосотопласта в свободном пространстве // Электронный журнал «ТРУДЫ ВИАМ». – 2014. – № 5.

УДК 004.94:530.182

П.О. Павздерин¹, Г.П. Жабко¹, Ю.Н. Новиков^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛНОВОГО ИМПУЛЬСА ЦЕПЬЮ НИЗКОДОБРОТНЫХ КАСКАДОВ: ТОЧНЫЙ И АСИМПТОТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЯ

Известно, что переходная характеристика колебательных (условно) цепей, эквивалентная добротность которых $Q \leq 1/2$, – аperiодический процесс [1]. Такими цепями являются полосовые RC - и RL -фильтры нижних и верхних частот разного вида, соединенные через «буферную развязку» (рис. 1). Интересно исследовать цепь таких блоков, поскольку их каскадное соединение должно повлечь нарастающее сужение полосы пропускания, и соответственно, рост эквивалентной добротности по мере продвижения вдоль по каскаду. Актуальная тема – изучить эволюцию отклика цепи на ступень напряжения по мере роста числа блоков. При $Q > 1/2$ следует ожидать преобразование переходной характеристики от аperiодического вида к колебательному. Сегодня существует эффективный способ постановки данного исследования – смоделировать в среде NI Multisim [2] опыт снятия переходной характеристики, а именно: построить компьютерную модель цепи (можно – каскад сколь угодно большой длины) и имитировать подачу на её вход скачка напряжения. Приборный парк программы Multisim (виртуальные LabVIEW-инструменты) позволит наблюдать развитие процесса от блока к блоку и выполнить необходимые измерения.

Научно-исследовательская работа такого рода проделана [3]. Её результаты демонстрируют генерацию волнового импульса цепью низкодобротных блоков, подобных показанному на рис. 1. Это – одинаковые полосовые фильтры с добротностью $1/2$ и переходной аperiодической характеристикой (рис. 1). Моделированием в среде Multisim получена переходная характеристика для n каскадов, её эволюцию иллюстрирует рис. 2.

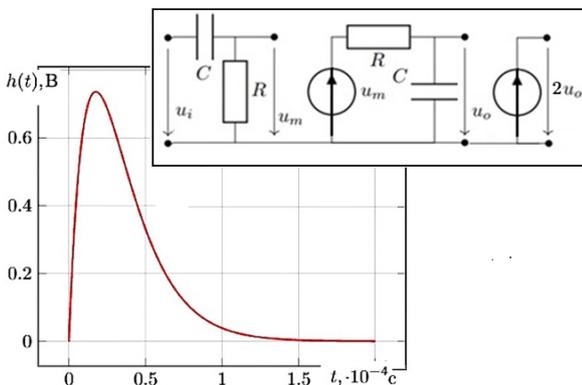


Рис. 1. Схема и переходная характеристика полосового RC -фильтра

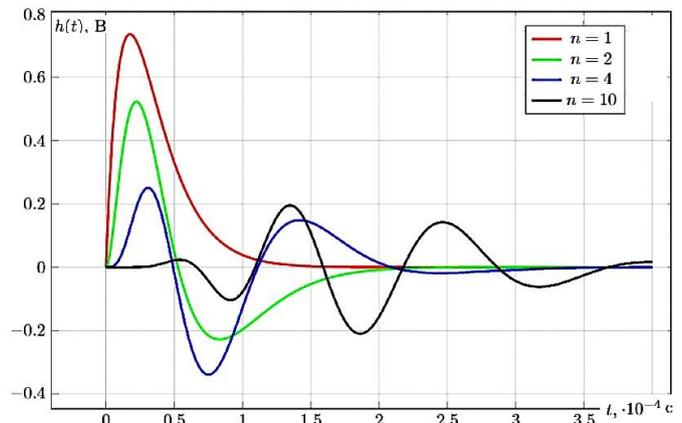


Рис. 2. Эволюция переходной характеристики

Констатируем: моделирование реакции цепи на скачок напряжения выявило генерацию волнового импульса, который движется по цепи и эволюционирует по мере движения. При очень больших n характеристика представляет собой существенно сдвинутый по времени

«пузырь», заполненный интенсивными колебаниями. Это иллюстрирует моделирование программой LTspice [4] переходной характеристики каскада, составленного из 5000 блоков (рис. 3) (процесс смоделирован Baluncore по ходу обсуждения на форуме physicsforums.com этой темы). Такова модель процесса. Желательно описать его аналитически. Повторяемость схемы, составленной из одинаковых блоков, позволяет прогнозировать не слишком громоздкий вид переходной и импульсной характеристик n -блочного каскада для любых n .

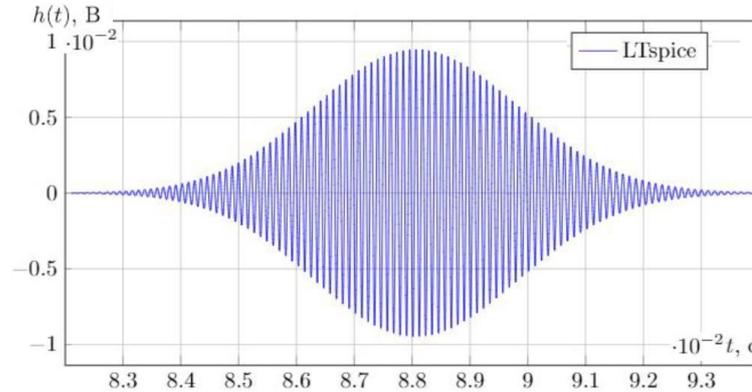


Рис. 3. Моделирование переходной характеристики в LTspice, $n = 5000$

Действительно, перейдя к операторной схеме замещения каскадного соединения n одинаковых фильтров, получаем простые выражения для передаточной функции $\hat{K}_n(p)$ и операторного изображения $\hat{H}_n(p)$ переходной характеристики $h_n(t)$:

$$\hat{K}_n(p) = \frac{2^n \omega_0^n p^n}{(p + \omega_0)^{2n}}, \quad \hat{H}_n(p) = \frac{2^n \omega_0^n p^{n-1}}{(p + \omega_0)^{2n}}, \quad \omega_0 = \frac{1}{RC}.$$

Коэффициентом 2^n учитываем подкачку энергии, которая компенсирует падение вдвое коэффициента передачи фильтра на центральной частоте полосы пропускания. Воспользовавшись справочными таблицами [5], получаем оригиналы функций $k_n(t)$ и $h_n(t)$:

$$k_n(t) = \frac{2^n \omega_0^n}{(2n-1)!} \frac{d^n}{dt^n} (e^{-\omega_0 t} t^{2n-1}), \quad h_n(t) = \frac{2^n \omega_0^n}{(2n-1)!} \frac{d^{n-1}}{dt^{n-1}} (e^{-\omega_0 t} t^{2n-1}).$$

Видим: при больших n переходная и импульсная характеристики не должны существенно отличаться, то есть реакция достаточно длинного фильтра на дельта-функцию и функцию Хевисайда практически одинакова. Полученные характеристики можно выразить через обобщенные полиномы Лагерра (согласно формуле Родрига):

$$h_n(t) = 2^n \omega_0^n \frac{(n-1)!}{(2n-1)!} t^n e^{-\omega_0 t} L_{n-1}^{(n)}(\omega_0 t), \quad k_n(t) = 2^n \omega_0^n \frac{n!}{(2n-1)!} t^{n-1} e^{-\omega_0 t} L_n^{(n-1)}(\omega_0 t).$$

С ростом n увеличивается число корней полиномов Лагерра, и как следствие, все более проявляется колебательный характер переходной характеристики (см. рис. 3). Однако эти колебания не продолжают бесконечно. Пересекают ли они изохронно ось времени, можно судить только после анализа распределения корней полиномов Лагерра, что пока не сделано. Для больших n можно пренебречь участками вне «пузыря» (похожего на радиоимпульс) и считать процесс практически гармоническим с плавной огибающей.

О частотных свойствах каскада судим по АЧХ – частотной зависимости $K_n(\Omega)$, модуля передаточной функции $\hat{K}_n(j\omega)$:

$$K_n(\Omega) = \frac{2^n}{\left[\left(\frac{1}{\Omega} - \Omega \right)^2 + 4 \right]^{n/2}}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

Отсюда получаем нормированные частоты среза АЧХ и эквивалентную добротность $Q(n)$:

$$\Omega_g = \sqrt{2^{1/n} - 1} + \sqrt{2^{1/n}}, \quad \Omega_H = -\sqrt{2^{1/n} - 1} + \sqrt{2^{1/n}}, \quad Q(n) = \frac{\Omega_0}{\Omega_g - \Omega_H} = \frac{1}{2\sqrt{2^{1/n} - 1}}.$$

Если $n = 1$, то $Q = 1/2$ – как и должно быть. С ростом n , как видим, добротность неограниченно возрастает, и можно получить сколь угодно узкую полосу пропускания цепи, хотя такой способ увеличения избирательности мало пригоден для практики.

Математический анализ полученных функций для больших значений n осложнен факториалами и полиномами Лагерра, поэтому актуален поиск асимптотических выражений. Для большого числа блоков в каскаде (для больших n) можно получить асимптотику переходной характеристики, применив интегральное преобразование Фурье к произведению фурье-образа функции Хевисайда $U(\omega)$ и $\hat{K}_n(j\omega)$: $h(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} U(\omega) \hat{K}_n(j\omega) \exp(j\omega t) d\omega$. Фурье-образ ступени $1(t)$ известен: $U(\omega) = \pi\delta(\omega) + \frac{1}{j\omega}$. Так как модуль $\hat{K}_n(j\omega)$ обладает резко выраженными максимумами в точках $\omega = \pm\omega_0$, вблизи них передаточную функцию можно приближенно представить формулой $\hat{K}_n(j\omega) = (1 - \xi) \exp(-jn\xi + jn\frac{\xi^2}{2} - n\frac{\xi^2}{2})$. Здесь $\xi = \omega\tau - 1$. Вычислим интеграл, используя эту формулу и фурье-образ скачка:

$$h_n(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi n}} \exp\left(-\frac{V^2}{8}\right) \left[\sin\left(\frac{t}{\tau} + \frac{\pi - V^2}{8}\right) + \frac{t - n\tau}{\sqrt[4]{2n\tau}} \sin\left(\frac{t}{\tau} + \frac{\pi + V^2}{8}\right) \right], \quad V = \sqrt{\frac{2}{n}} \left(\frac{t - n\tau}{\tau}\right).$$

Здесь $\tau = RC$. Таким образом, переходная характеристика оказывается подобной радиоимпульсу. Полученное при асимптотическом анализе решение помогает выявить характерные параметры процесса: период заполняющего (несущего) колебания ($2\pi\tau$), ширину импульса по уровню половинной мощности ($2\sqrt{n\tau}$). Максимальное значение огибающей ($\sqrt{2/(\pi n)}$), время задержки ($n\tau$). Сопоставление данных компьютерного моделирования переходной характеристики и асимптотического выражения для «длинного» каскада ($n = 1000$) демонстрируют хорошее совпадение результатов (рис. 4).

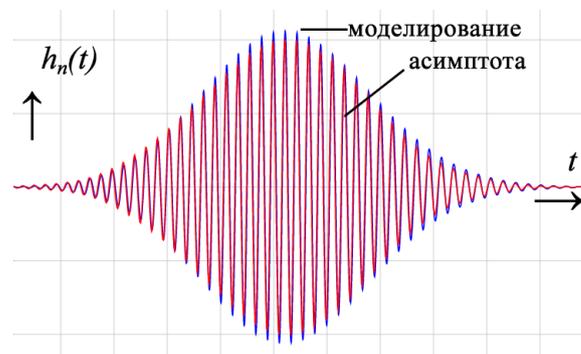


Рис. 4. Результаты моделирования $h_n(t)$ и вычисления асимптоты для $n = 1000$

Таким образом, в работе для каскада n одинаковых блоков с апериодической переходной характеристикой получены выражения для переходной и импульсной характеристик, АЧХ и добротности. Математический анализ (строгий и асимптотический) выявленного явления – генерации волнового импульса – подтвердил результаты моделирования. В итоге имеем математическое описание своеобразного физического процесса: возникновения колебаний, локализованных на ограниченном интервале, эволюции формы возникшего импульса и повышения его наполняемости, движения сгенерированного импульса вдоль каскада.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков Ю.Н. Основные понятия и законы теории цепей, методы анализа процессов в цепях: учебное пособие. – Санкт-Петербург: Лань, 2011. – 368 с.

2. NI Multisim User Manual. – URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/374483d>. – окт. 2020.
3. Ваулин Н.С., Голофеева Д.М., Котовская О.А., Павздерин П.О., Новиков Ю.Н. Обнаружение Multisim-средствами генерации "бегущего" волнового импульса каскадом низкодобротных блоков // Неделя науки ИФНиТ: материалы Всероссийской конференции, 16-20 ноября 2020 г. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020.
4. LTspice IV Getting Started Guide. – URL: <https://www.analog.com/media/en/simulation-models/spice-models/LTspiceGettingStartedGuide.pdf?modelType=spice-models>.
5. Бэрнс Дж.Л., Гарднер М.Ф. Переходные процессы в линейных системах с сосредоточенными постоянными. – Москва-Ленинград: ГИТТЛ, 1949. – 528 с.

СЕКЦИЯ «АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ»

УДК 539.12

С.В. Розов, В.Е. Аношин

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

РАЗРАБОТКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ МАКЕТА ЛАБОРАТОРНОЙ РАБОТЫ ДЛЯ ELVIS В ПРОГРАММЕ MULTISIM

Для лабораторного практикума по оптоэлектронике была разработана установка, позволяющая изучать характеристики полупроводникового лазера и фотоприемного устройства, исследовать модуляционные характеристики полупроводникового лазера, полосу пропускания и уровень шумов фотоприемника.

В качестве технического и программного обеспечения практикума используется лабораторная станция NI ELVIS II [1], многофункциональная плата аналогового и цифрового ввода-вывода типа NI PCI-6251, установленная в персональный компьютер, пакет программ LabVIEW, включающих в себя комплект наиболее распространенных лабораторных приборов.

Схема состоит из единой платы драйвера лазерного диода с возможностью управления выходной мощностью лазера при помощи внешнего управляющего напряжения с возможностью контроля непосредственно тока лазера и контрольного фотодиода для измерения мощности выходного излучения, а также – получения модулированного по амплитуде лазерного излучения и фотоприемника, состоящего из фотодиода и трансимпедансного усилителя. Кроме этого, схема содержит источник питания -5В и цепи защиты. Для исследования параметров, собственно, трансимпедансного усилителя вместо приемного фотодиода используется эквивалентная цепь.

Плата драйвера лазерного диода и фотоприемника вставляется в макетную плату ELVIS и соединяются с каналами ввода-вывода АСН0-АСН4, источником питания +5В и общим проводом GND и монтажными перемычками.

Функциональная схема макета приведена на рис. 1.

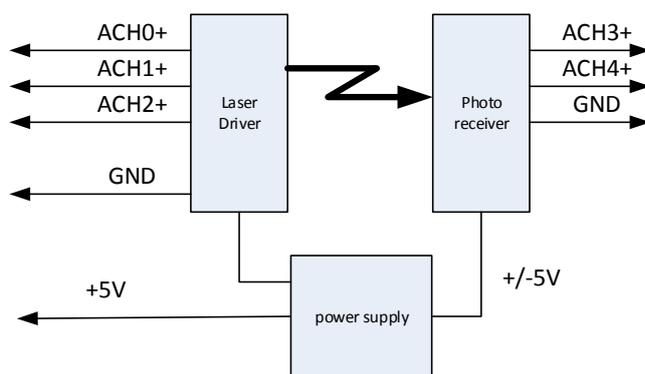


Рис. 1. Функциональная схема макета

Принципиальные схемы драйвера лазера и фотоприемника были разработаны и моделировались с использованием программы Multisim. На рис. 2 приведена упрощенная схема драйвера лазера. По каналам АСН0+ и АСН1+ осуществляется установка тока лазера и подача напряжения модуляции тока лазера. В схеме используется счетверенный ОУ MC33074ADG [2].

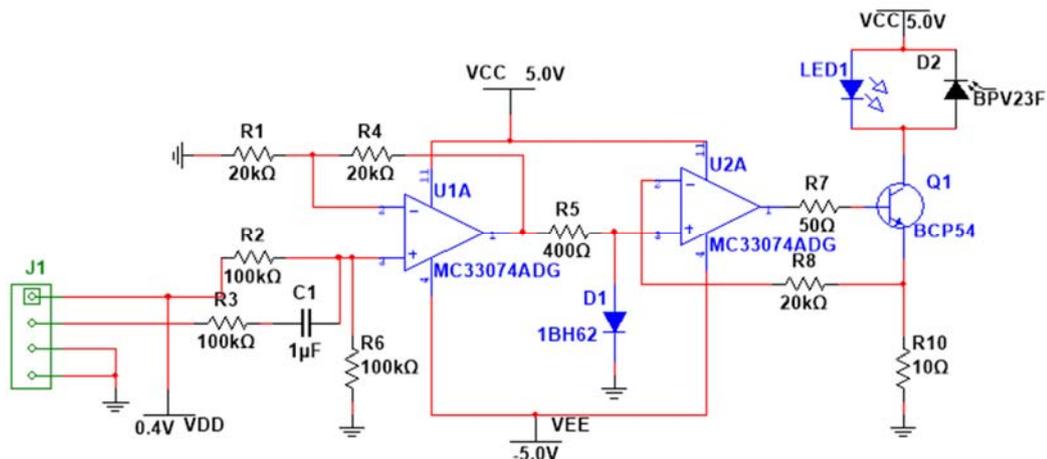


Рис. 2. Принципиальная упрощённая схема драйвера лазера

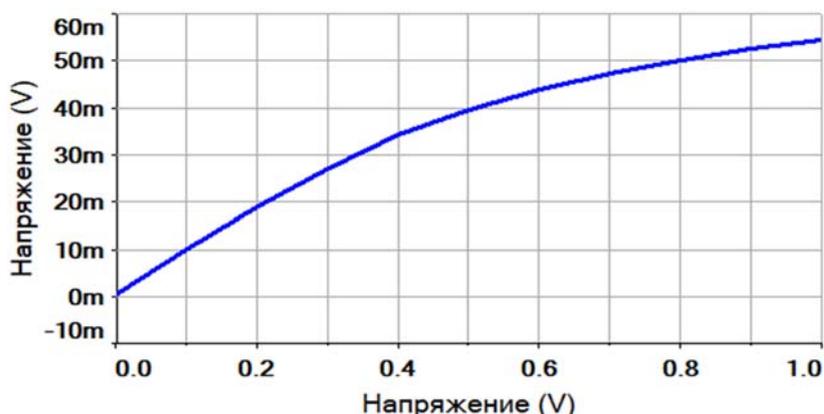


Рис. 3. Зависимость тока лазера от управляющего напряжения

На рис. 3 показан результат моделирования работы драйвера (зависимость рабочего тока лазера от управляющего напряжения).

Контроль тока лазера осуществляется с помощью цифрового мультиметра (Digital Multimeter – DMM панели приборов). С выхода V_{out} (на схеме не показано) можно контролировать величину и форму тока накачки лазера в постоянном режиме и режиме модуляции оптического излучения [3], получаемых со встроенного фотодиода лазера и резистора R_{10} .

Принципиальная упрощённая схема трансимпедансного усилителя приведена на рис. 4.

Выходное напряжение усилителя равно:

$$U_{out} = k\lambda R_1 P_p,$$

где k – коэффициент передачи второго каскада усилителя, определяется отношением резисторов R_1 , R_2 , где P_p мощность излучения лазера, λ – спектральная чувствительность фотодиода [4]. Кроме этого, схема позволяет изменять полосу пропускания усилителя (определяется величинами переключаемых сопротивлений и конденсаторов второго каскада, $f = 1 / 2\pi RC$). Схема собрана на сдвоенном прецизионном усилителе OP2177 [5].

Передаточная характеристика и АЧХ усилителя показаны на рис. 5.

Также моделировались шумовые характеристики усилителя. При коэффициенте усиления второго каскада 2 в полосе частот 0–100 кГц общий уровень шумов при использовании данного операционного усилителя по результатам моделирования составил 19 мкВ, зависимость спектральной плотности шума на выходе схемы приведены на рис. 6.

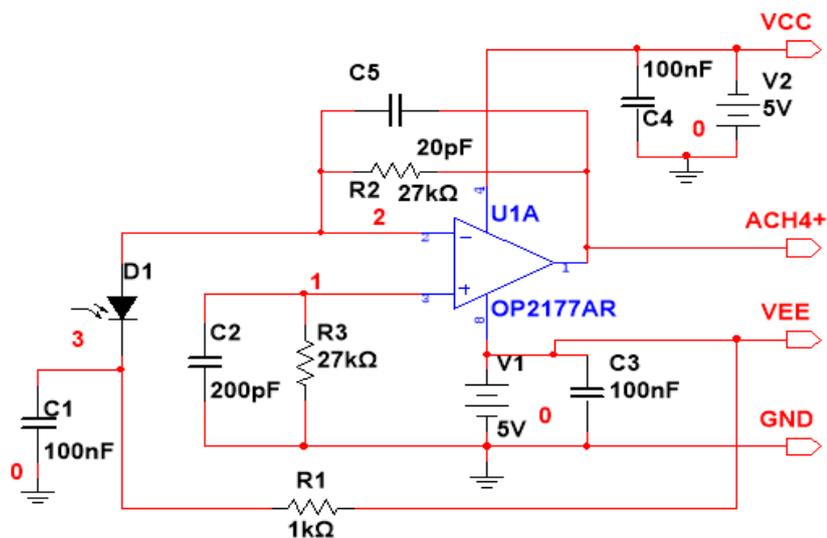


Рис. 4. Принципиальная схема фотоусилителя

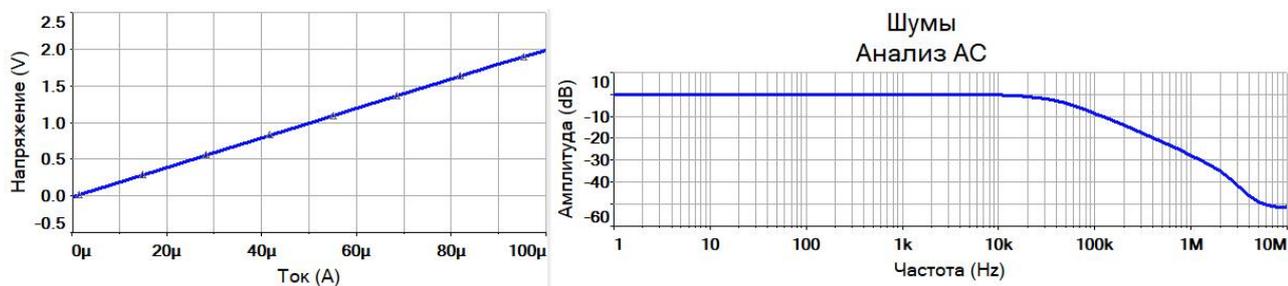


Рис. 5. Передаточная характеристика и АЧХ и ФЧХ трансимпедансного усилителя

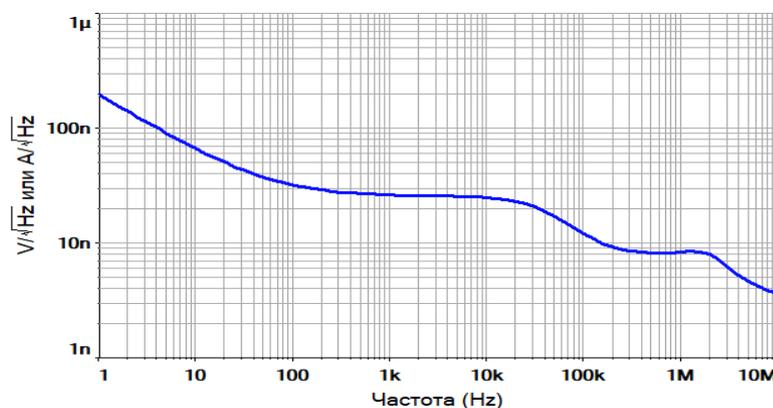


Рис. 6. Спектральная плотность шума

В дальнейшем предполагается для использовать систему ELVISIII, обладающую улучшенными характеристиками, например, расширенную полосу анализа АЧХ и др., поэтому в макете заложена возможность работы в более широкой полосе частот, чем обеспечивает ELVISII, а при замене операционных усилителей возможно, например, исследование работы устройства в полосе до 50 МГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. National Instruments Educational Laboratory Virtual Instrumentation Suite (NI ELVIS) // NI.COM: Product characteristics. – 2019. – URL: <http://www.ni.com/pdf/product-flyers/ni-elvis.pdf>. – (Дата обращения 26 октября 2020 г.).

2. MC33074 DataSheet // ONSEMI.COM Semiconductor electronics. – 2019. – URL: <https://www.onsemi.com/pub/Collateral/MC34071-D.PDF>. – (Дата обращения 28 октября 2020 г.).
3. Шестеркин А. Н. Система моделирования и исследования радиоэлектронных устройств Multisim 10. – М.: ДМК Пресс, 2012. – 360 с.
4. Титце У., Шенк К. Полупроводниковая схемотехника. 12-е изд. Том I: Пер. с нем. – М.: ДМК Пресс, 2008. – 832 с.
5. OP2177 DataSheet // ANALOG.COM – Semiconductor components. – 2020. – URL: https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/OP1177_2177_4177.pdf. – (Дата обращения 28 октября 2020 г.).

УДК 621.316.7

М.С. Жуков, А.С. Козлов, И.Л. Косухин, А.В. Медведев
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ И СТАБИЛИЗАЦИИ ПО ТОКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА

В исключительном большинстве оптоволоконных датчиков используются полупроводниковые лазерные источники, для которых крайне важно сохранять температурный режим, и минимизировать отклонения по току. Малые изменения в температуре могут повлечь серьезные изменения в их работе, что приводит к сбоям в оптоволоконных системах. Часто стабилизацию по току и температуре обеспечивает лабораторный источник больших размеров. Для уменьшения размеров установки было принято решение заменить лабораторный источник схемой, в которой за термостабилизацию лазера будут отвечать встроенные в лазер термистор и элемент Пельтье, управляемые температурным контроллером для лазерного диода MTD415, а за стабилизацию по току драйвер MLD203CLNE.

Для термостабилизации полуполупроводникового лазерного источника был выбран температурный контроллер для лазерного диода MTD415, который устанавливался на плату MTDEVAL1. К ней был подключен источник питания на 12В, а к соответствующим выводам – термистор и элемент Пельтье, входящие в состав ПОМ-18. Но при включении положительного вывода ТЕС к положительному выводу платы, отрицательного к отрицательному, температура начинала стремительно снижаться с комнатной температуры до 3 градусов Цельсия. Потому было принято решение поменять положительный и отрицательный входы местами. После чего температура стала стремиться к поставленной (25 градусов Цельсия), притом остальные параметры стояли по умолчанию.

Данные операции пришлось провести из-за отличия термистора в ПОМ-18 и термисторов, предусмотренных для этого драйвера. Разница заключается в том, что драйвер MTD415 воспринимает повышение сопротивления термистора как снижение температуры, а термистор, установленный в лазер, наоборот. На рис. 1 приведена зависимость температуры, воспринимаемой драйвером, от сопротивления термистора (в данном случае был использован набор различных сопротивлений как условный термистор).

В соответствии с указаниями по калибровке драйвера [1] было выставлено $P=2000$ Ма/К. Поскольку не наблюдалось устойчивых осцилляций температуры, поставили $P=5000$ Ма/К, а также для наглядности были убраны линии температурной девиации и тока. Затем при $P=3000$ Ма/К осцилляций не наблюдалось. После еще нескольких приближений была найдена переходная точка $P=3750$ Ма/К. Затем был посчитан период и подставлен в соответствующую графу, и переходная P [2]. После чего драйвер стал работать в нормальном режиме и допускал максимальное отклонение температуры в 5 мК (см. рис. 2).

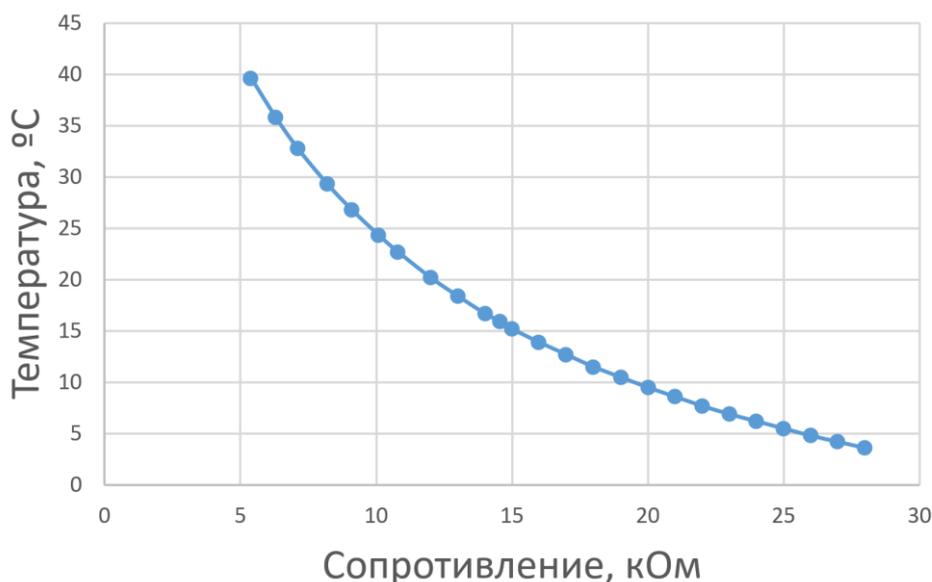


Рис. 1. Зависимость температуры, воспринимаемой драйвером, от сопротивления термистора



Рис. 2. Итоговый график термостабилизации

Для реализации схемы стабилизации по току был использован контроллер для лазерного диода MLD203CLN, установленный на плату MLDEVAL. Этот миниатюрный лазерный драйвер позволяет работать с постоянным током. Плавный пуск и защита от короткого замыкания предохраняют лазер от нежелательных переходных процессов. MLD203CLN выдает до 200 мА при напряжении питания 3 В и поддерживает лазерные диоды с любым пин-кодом [3]. Так же стоит отметить низкий уровень шума тока ниже 3 мкА.

Напряжение питания находится в диапазоне от 4,75 В до 5,25 В. Стабильное напряжение питания для источника тока лазера и цепей управления создается внутренним стабилизатором. Цепи внутренней защиты обеспечивают безопасное включение лазерного диода в переходных условиях после подачи напряжения питания. Защита от сбоев блокирует включение токового выхода лазерного диода до тех пор, пока переходное напряжение питания не завершится и не достигнет минимального значения 4,75 В. Затем происходит мягкий пуск тока с заданным нарастанием, что защищает лазерный диод. MLD203CLN работает в режиме постоянного тока. Источник постоянного тока обеспечивает стабильный ток инжекции, а контроль тока лазера происходит при помощи управляющего напряжения от 0 до +2,5 В. Оно может быть подано от внешнего источника или от выходного опорного напряжения с помощью потенциометра или фиксированного делителя напряжения [3].

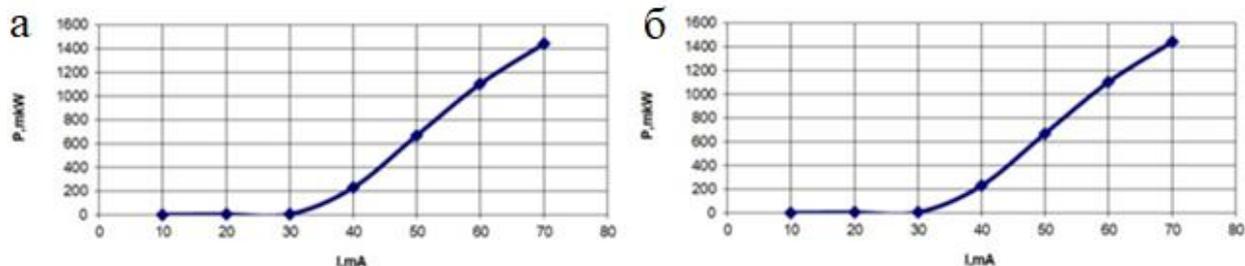


Рис. 3. Зависимости мощности излучения P при различных значениях тока лазера: (а) – ПОМ-14 (б) – ПОМ-18

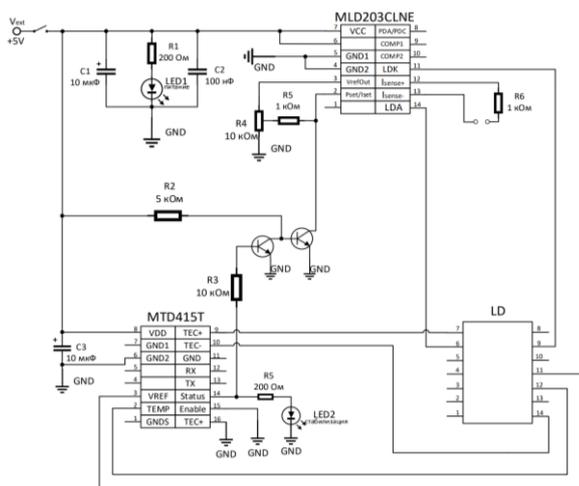


Рис. 4. Принципиальная схема печатной платы

После установки драйвера на плате к установке было подано питание в 5 В [4]. При помощи потенциометра на плате производился контроль тока питания лазера, мониторинг которого осуществлялся с коннектора на плате при помощи осциллографа.

Схема была собрана на заводских платах, затем были сняты зависимости мощности излучения P лазерных модулей НОЛАТЕХ ПОМ-14 (рис. 3а) и НОЛАТЕХ ПОМ-18 (рис. 3б) при различных значениях тока лазера. Измерения проведены при температуре лазера $R_T = 14,58$ кОм. По измеренным данным в программном пакете «EXCEL» построены графики, по которым был измерен пороговый ток $I_{пор}$. Для ПОМ-14 он приблизительно равен 30 мА, а для ПОМ-18 равен 95 мА. Для удобства работы было принято избавиться от заводских плат и заменить их самодельной печатной платой. Принципиальная схема ее представлена на рис. 4. Также такая плата позволит нам использовать диодный ключ между драйверами, который отключает лазер, если температура выходит за пределы установленного нами «окна».

Стоит заметить, что на макетную плату с температурным контроллером MTD415 подавалось 12 В. Теперь же, в отсутствии макетной платы, на тот же температурный драйвер необходимо подать всего 5 В. Т.к. контроллер был настроен ранее, RX и TX выходы мы не к чему подключать не будем. Все остальное будет перенесено на печатную плату и поставлено в макет волоконно-оптического датчика напряженности электрического поля.

По итогам данной работы будет создана компактная и недорогостоящая система термостабилизации на основе температурного контроллера MTD415 и стабилизации по току на основе MLD203CLNE для полупроводникового лазерного источника, которая стала частью волоконно-оптического датчика напряженности электрического поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thorlabs MTDEVAL1 User Manual // thorlabs.com: официальный сайт компании-производителя. – 2018. – URL: <https://www.thorlabs.com/drawings/740f27db1eae8720-C11CE1D1-F31A->

4125-3FFA97492989A3E8/MTDEVAL1-Manual.pdf. – (дата обращения: 21.11.2019).

2. Thorlabs Data Sheet Miniature Temperature Controller MTD415T // thorlabs.com. – 2016. – URL: <https://www.thorlabs.com/drawings/caec22b22db7530d-8DFBF5C1-D1C0-6C63-ED0CED7BEF26285A/MTD415TE-DataSheet.pdf>. – (дата обращения: 21.11.2019).

3. Thorlabs Data Sheet Miniature Laser Driver MLD203CLN // thorlabs.com. – 2019. – URL: <https://www.thorlabs.de/drawings/ed3a5756f26d4aeb-79B9A63C-FFEA-31DA-828E38B645F9DC36/MLD203CLN-DataSheet.pdf>. – (дата обращения: 21.11.2019).

4. Thorlabs MTDEVAL1 User Manual // thorlabs.com. – 2019. – URL: <https://www.thorlabs.com/drawings/87db2963f6603991-7994CF19-0C91-3326-8336BEEEE71D2D53/MLDEVAL-Manual.pdf>. – (дата обращения: 21.11.2019).

УДК 004.94:530.182

Е.С. Парфенова¹, Ю.Н. Новиков^{1,2}, А.Б. Устинов¹

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

О ВНЕДРЕНИИ В ЛАБОРАТОРНЫЙ ПРАКТИКУМ ОНЛАЙН-ИССЛЕДОВАНИЙ СРЕДСТВАМИ DAQ-ПЛАТФОРМЫ NI ELVIS III

Тематика публикации – решение задач методического, инструментального характера, возникших в связи с намерениями внедрить в образовательные программы дисциплин электронного профиля новое изделие, пополнившее линейку DAQ-платформ семейства ELVIS. Речь о NI ELVIS III [1] (префикс NI (National Instruments) далее опускаем). Как и платформы прежних поколений, ELVIS III (рис. 1) имеет панель формата breadboard. На ней собирают электронные цепи, устройства, а для наблюдения и анализа возникающих процессов используют виртуальные LabVIEW-приборы (рис. 2).

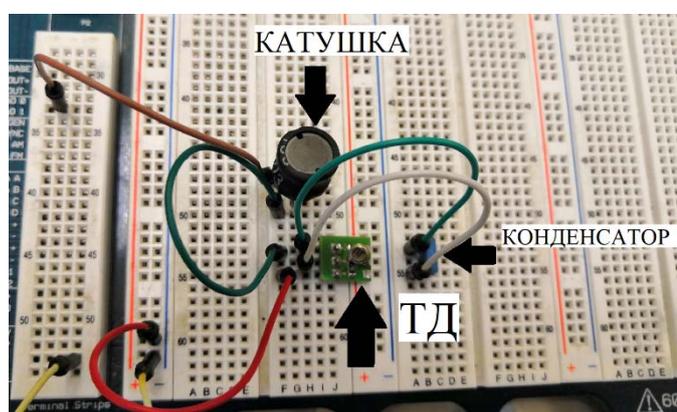


Рис. 1. Платформа NI ELVIS III

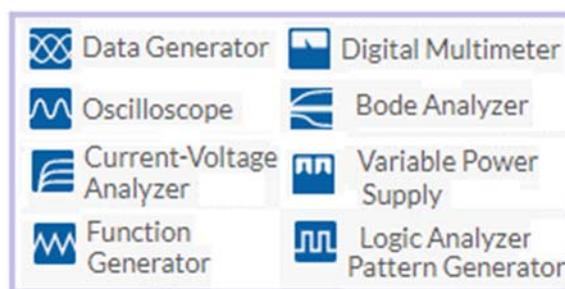


Рис. 2. Парк аппаратуры ELVIS III

Важное новшество: ELVIS III – автономное устройство, которое может обходиться без компьютера. Исследования собранных на платформе цепей, интерактивное управление аппаратурой поддерживаются через Интернет специальной службой (сервером) и веб-приложением Measurements Live. Исследователь запускает Measurements Live на удаленном, находящемся где угодно компьютере, и эта программа при установке связи с платформой через Интернет поставляет на монитор интерфейсы приборов, имитирующие фронтальные панели универсальной аппаратуры. Набор инструментов обширен, позволяет в онлайн режиме изучать развитие процессов во времени, анализировать преобразования спектров сигналов. Преподаватель, докладчик, лаборант, проводящий учебное занятие, научный семинар, другую подобную акцию, собирает на ELVIS III цепи, коммутирует устройства, изменяет условия

опытов. Многие участники могут одновременно в дистанционном режиме наблюдать и анализировать развитие процессов, используя виртуальные приборы. Модератор акции может активизировать их участие в эксперименте, допуская к управлению измерительной аппаратурой.

Интернет-соединение с ELVIS III компания National Instruments обеспечивает посредством сигнального сервера. Его роль: поддержка обмена данными по сети между взаимодействующими узлами. Имеются в виду – конкретные платформы ELVIS III, пользовательские компьютеры. Приходится также учитывать возможное включение в передачу данных маршрутизаторов и межсетевых экранов. Для подключения к сигнальному серверу необходим ключ, он доставляется на конкретную платформу через Интернет и высвечивается на ее панели. Оказалось, что периодически запускаемое обновление ключа происходит излишне часто для условий учебных занятий. В Центре «NI-Политехник» Санкт-Петербургского политехнического университета для решения этой проблемы был развёрнут собственный сигнальный сервер, который позволил реализовать акт получения ключей доступа к ELVIS III в удобной форме: теперь ключ публикуется на веб-странице (рис. 3), адрес которой известен участникам онлайн-процедуры. Последовательность настройки сводится к обращению на сайт сигнального сервера через браузер и копированию сгенерированного сервером ключа в буфер обмена. Полученный ключ позволяет взаимодействовать с ELVIS III через веб-приложение Measurements Live в браузере пользователя (см. фрагменты рис. 3 в центре и справа). Через приложение выбираются необходимые для исследований приборы, выполняются онлайн-измерения.

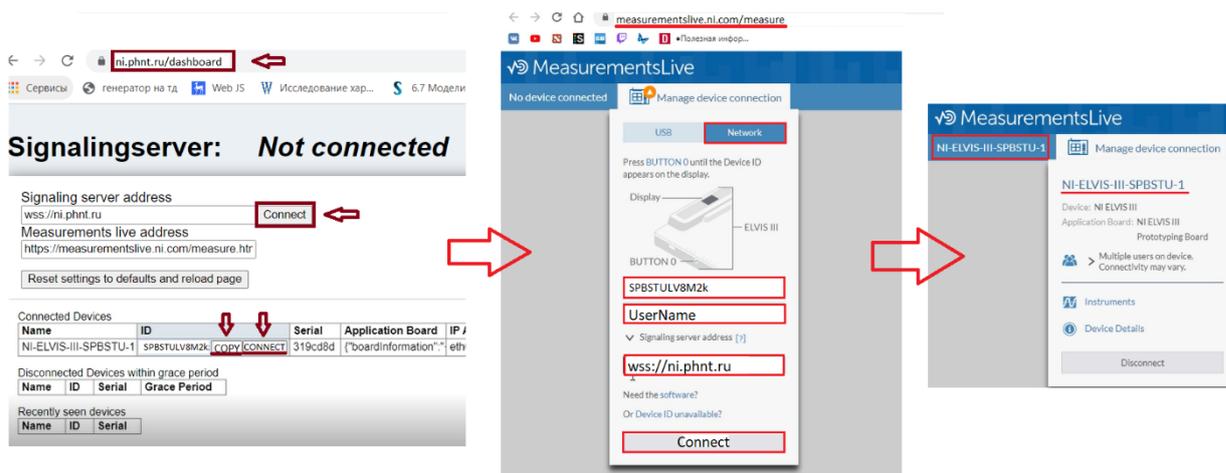


Рис. 3. Настройка доступа к ELVIS III через сигнальный сервер Центра «NI-Политехник»

Методический аспект. Приступая к внедрению в учебный процесс новой технологии, исходим из наличия одной платформы и необходимости реализовать лабораторный практикум в дистанционном формате. При этих условиях важен выбор тематики работы и таких опытов на ELVIS III, которые органично войдут в программу исследований. Также принимаем к сведению обеспеченность студентов, занимающихся в лабораториях Центра «NI-Политехник» программными средствами компании National Instruments: Multisim, LabVIEW. При выборе тематики исследований приоритетными являются схемы простой конфигурации, с малым количеством элементов, которые, к тому же, есть в базе Multisim. На этом основании выбор пал на лабораторную работу «Исследование автогенерации в цепи с туннельным диодом». В статье [2] подробно изложен опыт анализа автогенерации цепями с туннельным диодом (далее – ТД). Этим студенты занимаются в формате обычных занятий на платформе ELVIS II. При простоте схемы автогенератора, малом числе компонентов студентам удастся наблюдать и исследовать неустойчивость состояния равновесия, генерацию колебаний разного вида: релаксационных и томсоновских. Здесь показано, каким образом постановка измерений на

ELVIS III поможет эффективно выполнять такую работу в дистанционном формате. Ключевая идея: комплексирование программного NI-инструментария: ELVIS III, LabVIEW, Multisim.

Основа исследований – снятие вольт-амперной характеристики (ВАХ) ТД. Оператор включает диод в контакты ELVIS III и связывает ТД с прибором Two - Wire Current - Voltage Analyzer (характериограф ВАХ двухполюсников). Студенты, подключившись к платформе через Интернет, снимают ВАХ диода (рис. 4) и импортируют массив данных.

Каждый студент получает права на управление прибором, и снимает ВАХ «своего» диода. И хотя оператору приходится включаться в процесс, меняя диоды, это не занимает много времени (см. видеозапись снятия ВАХ [3]).

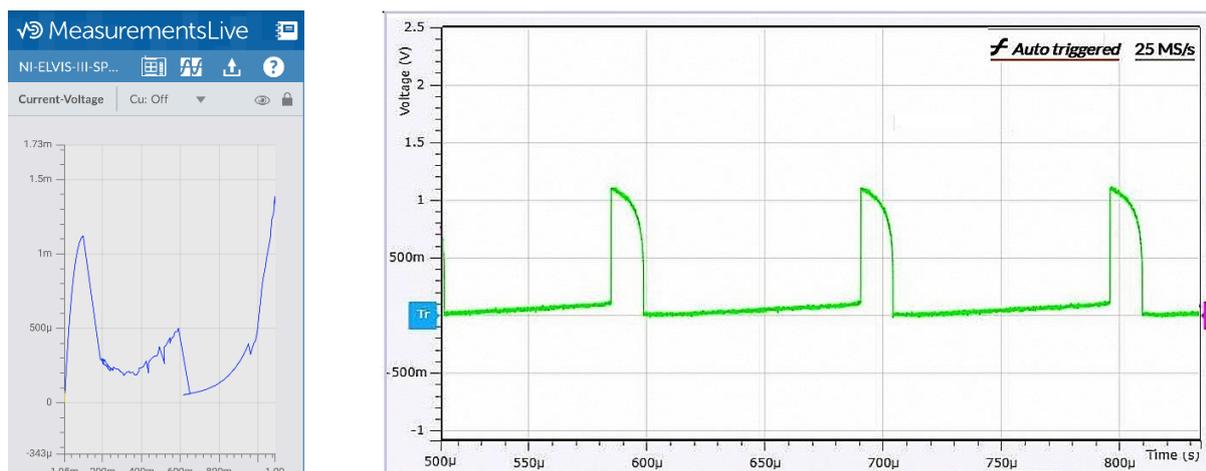


Рис. 4. Показания приборов ELVIS III: ВАХ ТД и релаксационные колебания

Существенная часть практикума предполагает компьютерное моделирование в среде Multisim [4]. Из снятых на ELVIS III ВАХ студенты выбирают характерные точки и строят специально изготовленным для этого LabVIEW-прибором (см. [2]) аппроксимирующий полином. На его основе далее создается SPICE-модель эксклюзивного ТД. Этот диод включают в Multisim-модель автогенератора, составленную из элементов с номиналами, измеренными на ELVIS III. Частоту, амплитуду и вид автоколебаний Multisim-модели сравнивают с параметрами колебаний из опыта с ELVIS III (рис. 4), формулируют выводы.

По ходу разработки методики дистанционного практикума и анализа пробного внедрения дистанционных измерений на ELVIS III в учебный процесс выявлен ряд особенностей и ограничений, на которые целесообразно обратить внимание.

1. Существенна проблема персонализации лабораторных опытов. На обычных занятиях в лаборатории каждый студент получает эксклюзивный набор элементов (ТД, резистор, конденсатор, индуктивность) и самостоятельно собирает цепи. В онлайн режиме собирать персональную для каждого студента схему приходится оператору. Студенты должны по очереди подключаться к платформе на выделенное им для работы время.

2. Для студентов, не имеющих опыта измерений на платформе ELVIS, переданные по Интернету данные трудны для восприятия. Процессы сборки и коммутации в цепи являются плодом их воображения, что подчас имеет мало общего с действительностью.

3. Адаптация реальных схем для постановки практикумов в дистанционном формате – увеличение коммутаций – ведет к их усложнению, потере наглядности.

4. Адекватная работа с веб-приложением Measurements Live имеет определенные системные требования, которые могут не поддерживаться компьютерами студентов.

5. Передача управления измерительными приборами конкретным студентам может привести к эксцессам, влекущим срыв занятий, ущерб оборудованию.

6. Во многих случаях дистанционный практикум на платформе ELVIS III проигрывает в эффективности компьютерному моделированию в среде Multisim.

ЛИТЕРАТУРА

1. NI ELVIS III // Официальный сайт National Instrument ni.com. – URL: <https://www.ni.com/ru-ru/support/model.ni-elvis-iii.html>. – (дата обращения: 9.11.2020).
2. Парфенова Е. С., Новиков Ю. Н. Исследование процессов в цепях с туннельным диодом: сочетание моделирования, лабораторного и численного анализа// Неделя науки СПбПУ: материалы научн. конференции, 18-23 ноября 2019 г. – Лучшие доклады. – СПб.: ПОЛИТЕХПРЕСС, 2019. – 501 с.
3. Yuriy Nikolaevitch Novikov. (2020) Снятие ВАХ ТД на платформе ELVIS III// YouTube. – URL: <https://www.youtube.com/watch?v=D8ijCq2sass&feature=youtu.be>. – (дата обращения: 9.11.2020).
4. NI Multisim User Manual // Официальный сайт National Instrument ni.com. – URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/374483d.pdf>. – (дата обращения: 5.09.2020).

УДК 004.942

Н.С. Ваулин¹, Д.М. Голофеева¹, О.А. Котовская¹, П.О. Павздерин¹, Ю.Н. Новиков^{1,2}
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

ОБНАРУЖЕНИЕ MULTISIM-СРЕДСТВАМИ ГЕНЕРАЦИИ «БЕГУЩЕГО» ВОЛНОВОГО ИМПУЛЬСА КАСКАДОМ НИЗКОДОБОТНЫХ БЛОКОВ

Компьютерное моделирование в среде NI Multisim [1] (далее – Multisim, NI – National Instruments) позволяет изучать преобразование сигналов электронными системами, которые трудно, а иногда и в принципе невозможно построить в реальности. Исследование, представленное здесь, как раз относится к анализу процессов в системах такого рода. Это – сколь угодно «длинный» каскад, составленный из одинаковых блоков, обладающих аperiодическим откликом на скачок входного напряжения. Моделирование в среде Multisim позволило обнаружить появление своеобразных волновых эффектов в такой цепи.

Базовый блок – «ядро» каскада. Обратимся к полосовым фильтрам, образованным простейшими фильтрами верхних и нижних частот (рис. 1). Фильтры соединены через буфер – повторитель, смоделированный Multisim-элементом Voltage Controlled Voltage Source (источник ЭДС, управляемый напряжением, далее: управляемый источник). Видим: схемы разные, однако их элементы подобраны так, чтобы обеспечивалось равенство частот среза АЧХ ω_0 и соответственно, постоянных времени τ (известно [2]: $\omega_0 = 1/\tau$).

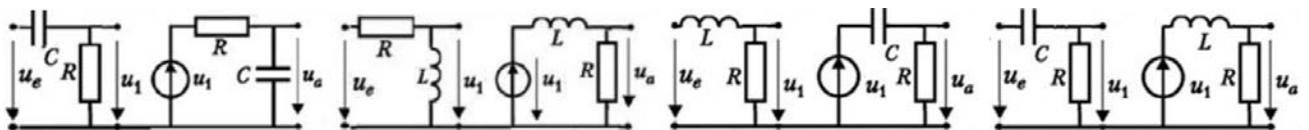


Рис. 1. Схемы полосовых фильтров с эквивалентной добротностью $1/2$

Передаточные функции таких полосовых фильтров на оси частот $K(j\omega)$ и переходные характеристики $h(t)$ одинаковы:

$$K(j\Omega) = 0,5/[1 + j0,5(\Omega - 1/\Omega)], \quad \Omega = \omega/\omega_0, \quad h(t) = t \exp(-t/\tau).$$

Свойства модели такого блока (всё равно какого), «упакованного» в иерархический блок (рис. 2), представлены в координатах времени и частоты графиками характеристик: переходной (рис. 3) и амплитудно-частотной (АЧХ) (рис. 4). Известно [2]: если эквивалентная добротность четырехполюсника $Q \leq 1/2$ (здесь она равна $1/2$), тогда отклик на единичную

ступень напряжения (на функцию Хевисайда) будет аperiodическим (не колебательным), что и демонстрирует рис. 3.

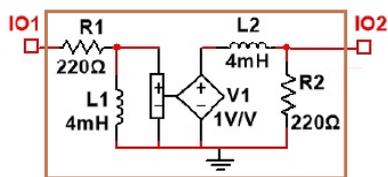


Рис. 2. Иерархический блок: «полосовой фильтр»

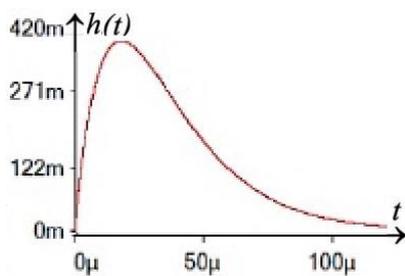


Рис. 3. Переходная характеристика блока

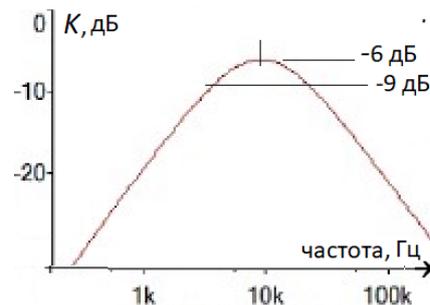


Рис. 4. АЧХ блока

Гипотеза, Multisim-эксперимент. Если соединить низкодобротные блоки в каскад, его эквивалентная добротность будет увеличиваться по мере продвижения вдоль цепи – от блока к блоку, и если добротность превысит 1/2, переходная характеристика станет колебательной. Инструментальные средства Multisim позволяют проверить эту гипотезу.

«Ядро» – полосовой фильтр (см. рис. 2) – помещаем в иерархический блок (так в Multisim называют подсхемы). Блоки соединяем в каскад (рис. 5). Поскольку на центральной частоте полосы пропускания фильтра коэффициент передачи равен -6 дБ (см. рис. 4), целесообразно компенсировать падение уровня напряжения вдоль по цепи. Для этого усиливаем выходное напряжение каждого блока вдвое.

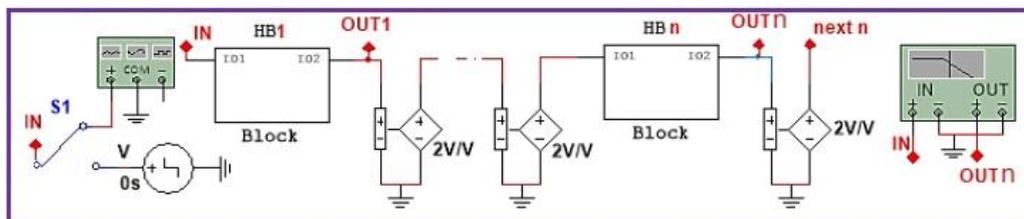


Рис. 5. Каскад полосовых фильтров

Измерения плоттером Боде частотных характеристик демонстрируют (рис. 6) эволюцию АЧХ по мере продвижения по каскаду. Видим: избирательность цепи повышается. Это означает, что добротность растет, но оказывается – весьма медленно. Результаты измерений таковы (число блоков → добротность): 5→1,2; 10→1,8; 15→2,2. Математический анализ процесса [3] позволил получить формулу для добротности каскада, составленного из n -блоков: $Q(n) = 1/2\sqrt{2^{1/n} - 1}$. Результаты моделирования ей соответствуют. Поскольку добротность неограниченно растет, можно получить сколь угодно узкую полосу пропускания цепи, однако рост этот весьма медленный, и такой способ увеличения избирательности мало пригоден для практики. Однако, преодоление рубежа «1/2» обязано вызывать колебания в отклике на ступенчатый скачок входного напряжения. И графики переходных характеристик должны их демонстрировать.

Обратимся к измерениям процессов в координатах времени. Детальный анализ переходных характеристик выполнялся Multisim-инструментом Transient Analysis. Он позволяет подробно моделировать эксперимент, анализируя процесс во всех участках цепи с заданной точностью, выбирать подходящий для обработки данных масштаб. На графиках переходных характеристик, демонстрируемых Transient Analysis на выходах разного количества блоков (рис. 7), видим эволюцию формы колебательного процесса и положения отклика во времени.

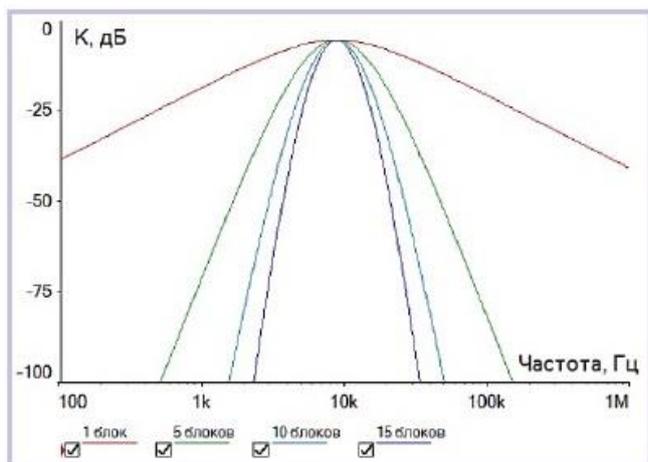


Рис. 6. АЧХ на выходах групп блоков

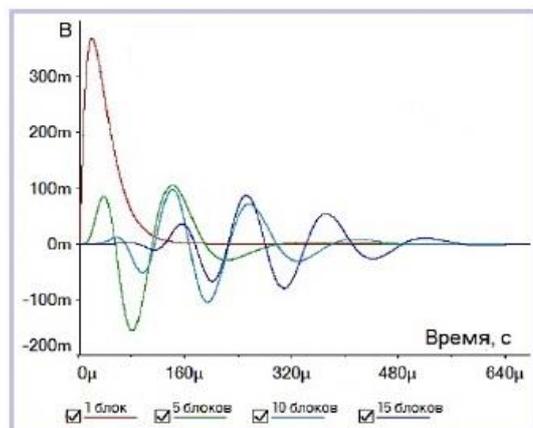


Рис. 7. Переходные характеристики на выходах групп блоков

Констатируем: эксперимент подтвердил гипотезу – каскадное соединение одинаковых низкодобротных блоков (полосовых фильтров) привело к формированию своего рода волнового импульса, который с увеличением количества блоков в цепи всё более насыщается колебаниями и «бежит» – продвигается вдоль по каскаду.

Математический анализ обнаруженного явления [3] позволил связать параметры волнового импульса, подобного по форме радиоимпульсу, с количеством блоков в каскаде и с постоянной времени τ «ядра» каскада. Асимптотические оценки таковы. Период несущего (заполняющего) колебания: $2\pi\tau$, ширина импульса по уровню половинной мощности: $2\sqrt{\pi\tau}$, максимальное значение огибающей: $\sqrt{2/(\pi n)}$, время задержки: $\pi\tau$.

Запуск циклического процесса. Естественно желание – исследовать процесс в каскаде, составленном из сколь угодно большого числа блоков. Идея решения такой задачи: зациклить процесс в кольцо, завернув на вход каскада сигнал, снятый с n -го блока. И тогда импульс, сгенерированный каскадом, может «бегать по кругу», совершая проходы по, условно, сколь угодно длинной цепи. Это означает, что построив цепь только, например, из 300 блоков, увидим процесс для каскада, «длиною» в 600, 900, 1200 блоков и т.д. Реализация идеи свелась к включению в цепь особого Multisim-инструмента: программируемого АВМ-источника (АВМ-Voltage, АВМ – Analog Behavioral Modeling). Суммируя на входе каскада напряжения первого толчка и снятого с выхода n -го блока, АВМ-Voltage закольцовывает процесс. Таким образом, составив цепь длиной в 300 блоков, видим генерацию «бегущего» волнового импульса каскадами, состоящими из 300, 600, 900 блоков (рис. 8). Поскольку, накручивая обороты колебательный «пузырь» расплзается, по прошествии нескольких циклов, сигнал будет появляться на входе каскада, когда первый блок ещё не вернулся в исходное состояние. И колебания наложатся одно на другое. Получим непрерывный колебательный процесс.

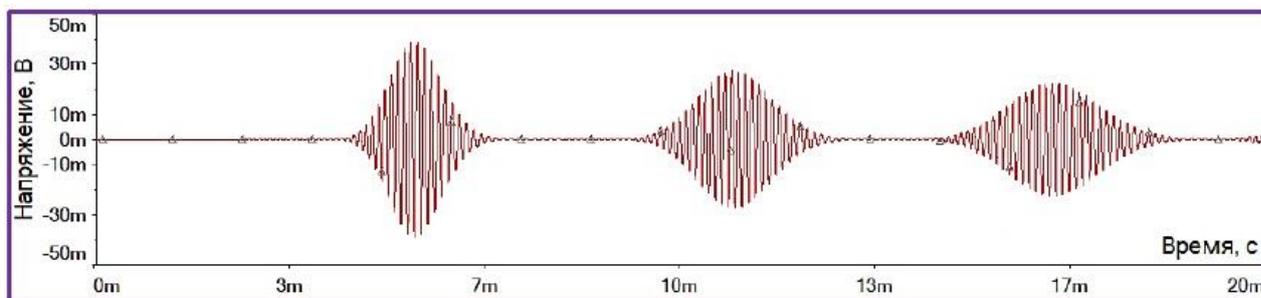


Рис. 8. Переходная характеристика кольцевой цепи, составленной из 300 блоков

Таким образом, в работе показано: моделирование в среде NI Multisim позволяет исследовать электронные явления и схемотехнические решения, реализация которых в лаборатории затруднительна, иногда невозможна. Multisim-инструменты высоких возможностей помогают проверять гипотезы подобные рассмотренной в этой статье. Здесь представлены результаты моделирования реакции каскада низкодобротных блоков на скачок напряжения или узкий импульс. Обнаружено своеобразное явление – генерация «бегущего» волнового импульса. Результаты моделирования подтверждены математикой [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. NI Multisim User Manual // NI.com – URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/374483d>. – (дата обращения: 04.11.2020).
2. Новиков Ю.Н. Основные понятия и законы теории цепей, методы анализа процессов в цепях: учебное пособие. – Санкт-Петербург: Лань, 2011. – 368 с.
3. Павздерин П.О., Жабко Г.П., Новиков Ю.Н. Генерация волнового импульса: точный и асимптотический анализ явления // Неделя науки ИФНиТ: материалы Всероссийской конференции, 16-20 ноября 2020 г. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020.

УДК 004.942

Н.С. Ваулин¹, Д.М. Голофеева¹, О.А. Котовская¹, Ю.Н. Новиков^{1,2}
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

ФОРМИРОВАНИЕ, МОДУЛЯЦИЯ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МУЗЫКАЛЬНОЙ КОМПОЗИЦИИ MULTISIM-СРЕДСТВАМИ

В последнее время в электротехнике возросла роль компьютерного моделирования. Оно позволяет свободно изучать свойства систем при изменении различных параметров. В данной работе продемонстрированы возможности среды NI Multisim (NI – от *англ.* National Instruments) [1]. Её применение проиллюстрировано на примере формирования, модуляции и детектирования сигналов. Они являются одним из главных способов передачи информации в радиофизике.

Среда Multisim широко используется для моделирования различных явлений в электронике и физике. Здесь описываются возможности использования её функционала для красивого эксперимента: создания музыкальной композиции. Показано её формирование из элементарных сигналов, АМ-модуляция и детектирование. Одним из аспектов данной работы является использование инструментов LabVIEW (а именно – *Speaker*) для воспроизведения полученного звука. Весь опыт проводится на примере мелодии старого звонка Nokia.

Формирование сигнала. Основная идея формирования простой композиции в среде Multisim (схема представлена на рис. 1) заключается в генерации отдельных колебаний фиксированных частот – нот. Для их создания можно использовать источники переменного напряжения *AC Power*. Они позволяют плавно настраивать частоту сигнала. Выстраивание их в определенной последовательности и рождает цельную музыкальную фразу. Формирование осуществляется специальным элементом из набора Multisim: программируемым источником *ABM-Voltage*, управлять которым можно посредством математических и логических операций. На рис. 2 продемонстрировано использование функций *if* и *time* (текущее время симуляции в секундах) для формирования звукового ряда.

Так как для цельной композиции может потребоваться большое количество отдельных частот, то для придания компактности всей схеме можно использовать иерархические блоки (*Hierarchical blocks*). Их «содержание» и внешний вид отражены на рис. 1. Редактирование

внешнего вида блоков, количества и расположения выходов осуществляется с помощью окна *Symbol Editor*.

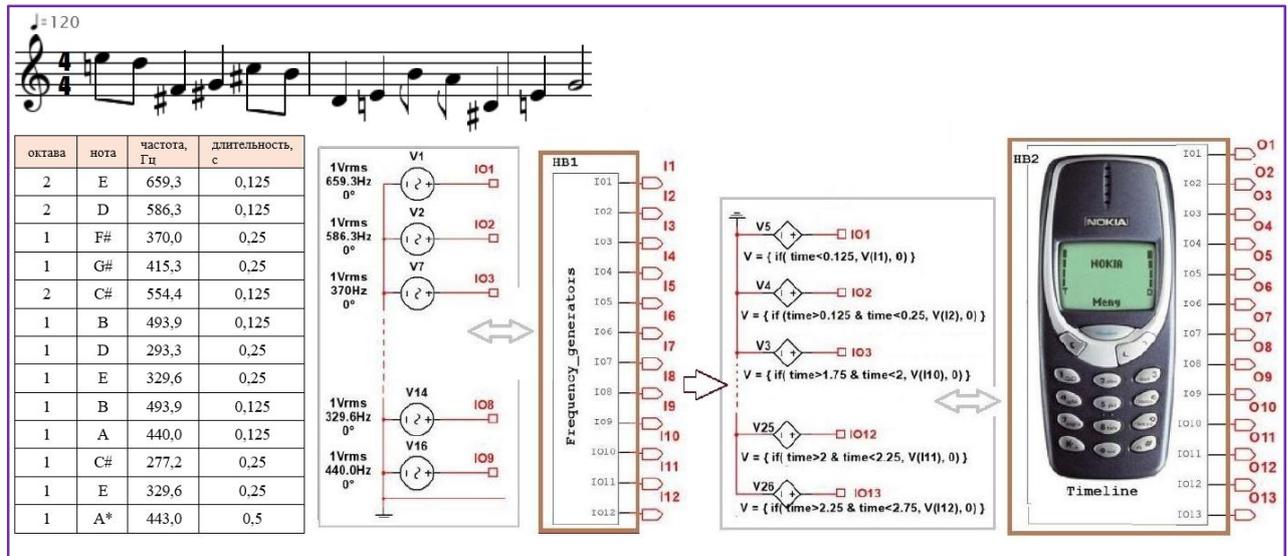


Рис. 1. Multisim-модель генератора музыкальной композиции



Рис. 2. Использование источника *ABM-Voltage*

Модуляция и детектирование. Передача информационных сигналов осуществляется посредством модуляции и детектирования [2]. Данный процесс можно также полноценно провести в среде Multisim (рис. 3). С теоретической точки зрения он требует нелинейных преобразований, и для этого здесь доступен широкий выбор инструментов: транзисторы, диоды, операционные усилители. Однако в данном пакете все эти операции можно выполнить также с помощью *ABM-Voltage*. Мы используем обычные математические формулы и функцию *uramp*:

$$uramp(x) = \begin{cases} x, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$$

Она в данном случае имитирует идеальный диод. Полный перечень функций *ABM-Voltage* приведен в документации [3].

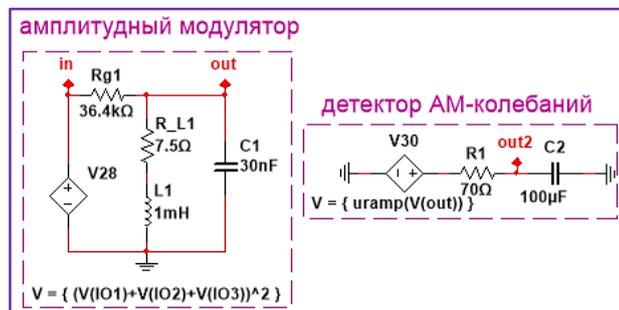


Рис. 3. Схема АМ-модуляции и детектирования

Также пакет Multisim имеет различные средства для анализа проведенных экспериментов: от моделей реальных приборов, таких как осциллографы и анализаторы спектра, до специальных настроек самой симуляции: проведение Фурье-анализа и анализа

переходных процессов (рис. 4, 5). Использование приборов позволяет оценить отклик цепи на плавное изменение каких-либо ее параметров, в то время как выбор определенных типов анализа дает подробную информацию о характеристиках процессов.

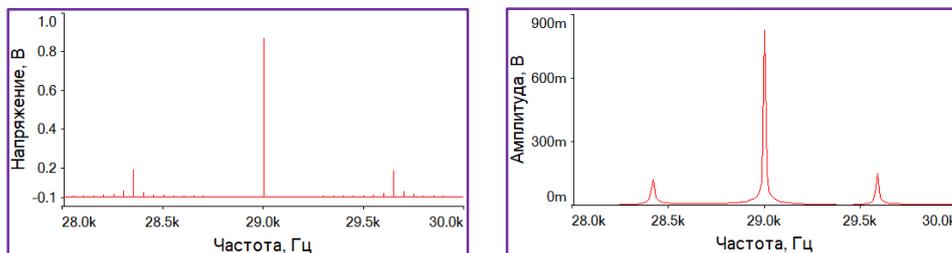


Рис. 4. Сравнение показаний Фурье-анализа (слева) и анализатора спектра (справа)

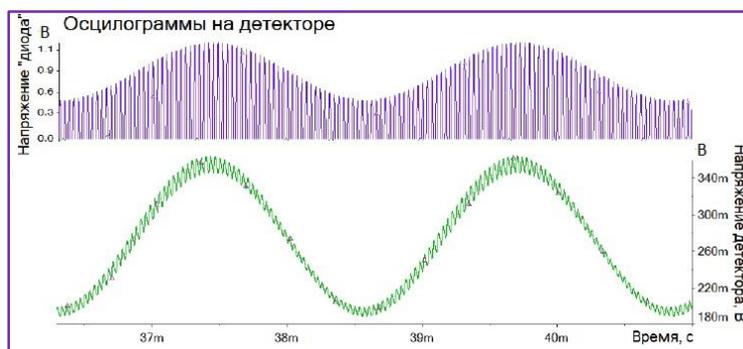


Рис. 5. Осциллограммы АМ-детектора

Воспроизведение. Пакет Multisim позволяет воспроизводить сигналы, находящиеся в области слышимого звука. Так как сформированный сигнал прошел через некоторое количество преобразований и фильтров, то необходимо компенсировать потерю энергии (иначе звук на выходе будет тише). Простую компенсацию падения напряжения в Multisim можно реализовать с помощью зависимого от напряжения источника напряжения (рис. 6).

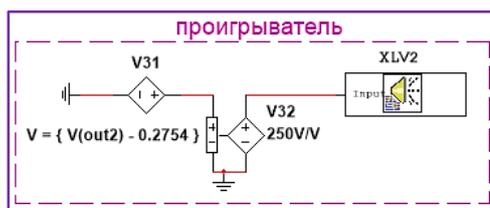


Рис. 6. Multisim-проигрыватель с компенсацией потерь

Важным параметром при воспроизведении звука является частота дискретизации: она выставляется в настройках прибора *Speaker* и, как известно, должна быть как минимум в два раза больше частоты входного сигнала (согласно теореме Котельникова).

Speaker также требует задания длительности проигрываемого сигнала. Если формировать сложную композицию, то симуляция может занимать длительное время, и важно останавливать ее после того, как время симуляции превысит реальное время мелодии. Наличие помех может потребовать задания большей точности симуляции, что также приведет к увеличению её длительности.

В данной работе продемонстрированы возможности пакета Multisim в применении к формированию, амплитудному модулированию и детектированию сигналов. Весь опыт проведен на примере простой музыкальной фразы. Выбор используемых инструментов не является единственным, но в этом эксперименте мы опирались на большую простоту и

наглядность. Построенная схема допускает модернизацию как с точки зрения улучшения избирательности фильтров, использования нелинейных элементов, так и с точки зрения создания любого другого звукового сигнала. Наличие в наборе Multisim LabVIEW-прибора *Microphone* также расширяет возможности данного эксперимента. Запись сгенерированной и «модулированной-демодулированной» мелодии доступны по ссылке [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. NI Multisim User Manual // NI.com. – URL: <https://www.ni.com/pdf/manuals/374483d>. – (дата обращения: 04.11.2020).
2. Новиков Ю.Н. Основные понятия и законы теории цепей, методы анализа процессов в цепях: учебное пособие. – Санкт-Петербург: Лань, 2011. – 368 с.
3. ABM sources // MultisimLive – URL: <https://www.multisim.com/help/components/abm-voltage/>. – (дата обращения: 04.11.2020).
4. Проигрывание мелодии Nokia, сформированной в среде NI Multisim // YouTube.com. – URL: https://youtu.be/FQZ9cyKo_LY. – (дата обращения: 04.11.2020).

УДК 519.687

М.А. Иванов, И.А. Румянцев

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МНОГОПОЛЬЗОВАТЕЛЬСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ РУЧНЫХ И АВТОМАТИЗИРОВАННЫХ ДИСТАНЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

В современном мире качество образования напрямую связано с доступностью информационных материалов и возможностью их применения на практике. С развитием интернета распространение учебно-методической литературы и книг по всем направлениям науки и техники увеличилось в разы. Благодаря стараниям различных организаций и неравнодушным людям, большое количество информационных материалов было оцифровано, и теперь получить доступ к ним намного проще. Также, большинство вузов имеют собственные образовательные платформы, одной из опций которых является предоставление учебных пособий для студентов. Однако, важно не только наличие теоретической базы, но и умение применять полученные знания на практике. Современный технический специалист должен иметь практические навыки работы с большим количеством различных приборов и уметь автоматизировать проводимые измерения и обработку экспериментальных данных. Такие навыки студенты получают при непосредственной работе с приборами, соотнося входные и выходные параметры и учитывая специфику работы устройств. При очной работе с приборами в лабораториях существует ряд проблем, ограничивающих возможность получения необходимых навыков:

- дорогостоящее оборудование редко бывает в достаточном количестве, в результате чего каждый студент работает с ним малое количество времени или не работает вообще;
- приборы периодически выходят из строя, что приводит к денежным затратам и торможению образовательного процесса.

Решением данных проблем может являться создание программно-аппаратных комплексов с возможностью удалённого доступа ко всем функциям имеющихся приборов и установок, который предоставляется пользователям через графический или программный интерфейс. В настоящее время, ряд исследовательских групп [1–4] имеет некоторый опыт в создании таких комплексов. Имеющиеся решения имеют ряд ограничений и недостатков, которые предполагается устранить в разрабатываемом решении.

Целью данной работы является апробация идеи создания многопользовательского программно-аппаратного комплекса и программного пользовательского интерфейса для проведения дистанционных измерений.

Общая структурная схема комплекса представлена на рис. 1. С помощью программного пользовательского интерфейса пользователь на своем компьютере (ПК) задаёт необходимые параметры и отправляет запрос на сервер. Сервер обрабатывает и добавляет запрос в очередь на выполнение. Лабораторный компьютер (ЛК) забирает ожидающие запросы из очереди на сервере, преобразует их в команды для измерения, которые передает на подключенные измерительные приборы (ИП). Измерительные приборы инициализируются с параметрами, полученными из запроса пользователя, проводят измерения необходимых характеристик экспериментальных образцов (ЭО) и передают данные на ЛК. ЛК передает результаты измерений на сервер для передачи на ПК.



Рис. 1. Структурная схема разрабатываемого комплекса

Для проверки работоспособности разработанного комплекса была реализована лабораторная установка по определению номинала резистора с помощью мостовой схемы. В качестве ИП использована плата Arduino Mega. Принципиальная схема ЭО представлена на рис. 2а. Резисторы R_1 и R_2 имеют постоянные значения, равные 105 кОм и 106,6 кОм соответственно. В качестве переменных резисторов R_3 и R_4 используется микросхема AD5242, представляющая собой два независимых 256 позиционных переменных резистора с управлением через интерфейс I²C. Значение сопротивления R_3 выбирается преподавателем. Значение сопротивления R_4 определяется студентом с использованием разработанного на LabVIEW программного пользовательского интерфейса за счет изменения значения сопротивления R_4 , измерения напряжений в точках А и В и последующей обработки результатов. Алгоритм работы программы на ПК представлен на рис. 3, результаты обработки полученных данных на рис. 2б. В данном случае в качестве R_3 было задано сопротивление 46,5 кОм, что соответствует коду 119 потенциометра.

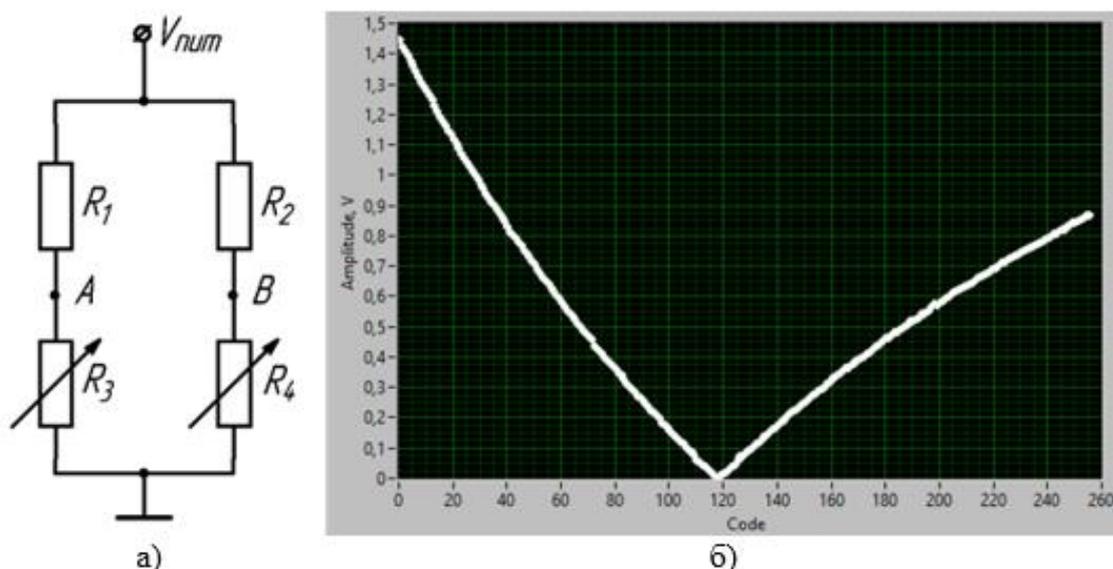


Рис. 2. (а) схема для проведения измерений; (б) результат измерений

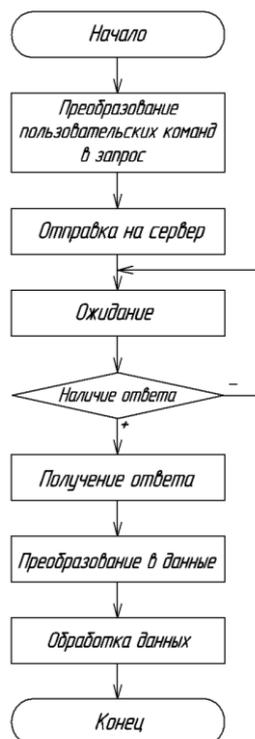


Рис. 3. Алгоритм программы на ПК

Для проведения измерений пользователь должен передать следующие данные: значение сопротивлений R_3 , R_4 и уникальный идентификатор. Отправка в одном запросе не только изменяемого параметра, но и начальных условий позволяет работать с одной платой нескольким пользователям одновременно, а наличие уникального идентификатора позволяет не потерять необходимый запрос и служит для последующей статистической обработки. Таким образом, разработанный программно-аппаратный комплекс позволяет производить автоматизированные измерения в многопользовательском режиме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tawfik M. et al. Laboratory as a service (LaaS): a novel paradigm for developing and implementing modular remote laboratories // International Journal of Online and Biomedical Engineering (iJOE). – 2014. – V. 10. – N 4. – P. 13-21.
2. Al-Masri E. Lab-as-a-Service (LaaS): A Middleware Approach for Internet-Accessible Laboratories // 2018 IEEE Frontiers in Education Conference (FIE). – IEEE. – 2018. – P. 1-5.
3. Net CIRCUIT labs – Analog & Digital Electronics Circuits. – Текст: электронный // Emona Tims: [сайт]. – URL: <https://www.emona-tims.com/emona-product/distance-learning-labs/>. – (дата обращения: 03.11.2020).
4. Virtualising physical labs to be future ready. – Текст: электронный // TATA Communications: [сайт]. – URL: <https://tatacommunications-ts.com/network-laas.php>. – (дата обращения: 03.11.2020).

**ЭФФЕКТЫ РЕЗИСТИВНОЙ ПАМЯТИ В КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНКАХ
НА ОСНОВЕ МЕТАЛЛОРГАНИЧЕСКИХ ПЕРОВСКИТОВ С ОКСИДОМ ГРАФЕНА**

Существующие запоминающие устройства (например, на основе кремния) достигают своего ограничения в масштабируемости [1], так как для увеличения объёма хранения данных нужно уменьшать ячейки памяти. Резистивная память с произвольным доступом (ReRAM, Resistive random-access memory) может стать новым перспективным видом памяти для будущих поколений энергонезависимых запоминающих устройств, благодаря своим преимуществам, таким как быстрая скорость переключения, малые энергозатраты, возможность уменьшения масштаба и низкая стоимость изготовления [2]. В устройствах ReRAM существует низкопроводящее и высокопроводящее состояния, с помощью которых и осуществляется механизм хранения информации. Эффект переключения из состояния с низким в состояние с высоким сопротивлением выявлен в органических соединениях, двоичных оксидах [3] и оксидах перовскита [4]. Металлорганические перовскиты имеют на вольт-амперной характеристике (ВАХ) гистерезис из-за дрейфа дефектов или миграции ионов. Использование этих дефектов даёт возможность применять металлорганические перовскиты и их композиты для изготовления устройств памяти [5].

В этой работе исследованы эффекты переключения и памяти двух композитных образцов, содержащих металлорганические перовскиты $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ (рис. 1), смешанные с оксидом графена (GO), в качестве активного слоя. Концентрация GO в растворе перовскита варьировалась от 1-3 wt. % во избежание эффекта перколяции, так как в таких соотношениях образец будет находиться на пороге или ниже явления протекания. Создано два образца, которые исследованы на эффект переключения: Ag/PCBM/ $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$:GO/PEDOT:PSS/ITO/стекло, Ag/PCBM/ $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$:GO/PEDOT:PSS/ITO/стекло. Измерения проводились после хранения в вакуумном эксикаторе.

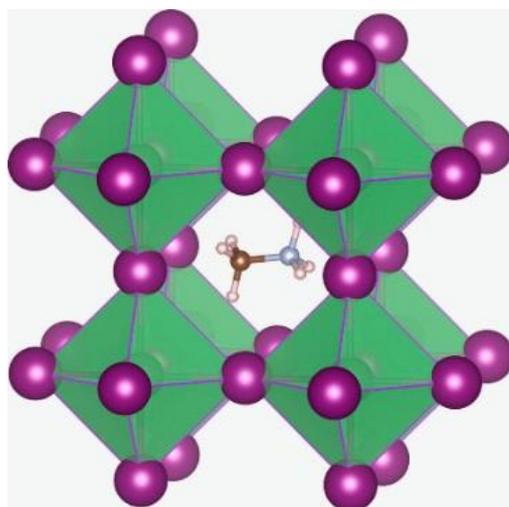


Рис. 1. Структура перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

Для изготовления образцов (рис. 2) была использована стеклянная подложка со слоем ИТО (оксид индия-олова, $(\text{In}_2\text{O}_3)_{0,9}\text{-}(\text{SnO}_2)_{0,1}$). На подложку был нанесен 1 мкл PEDOT:PSS (поли (3,4-этилендиокситиофен) полистиролсульфонат) с помощью центрифугирования сначала с частотой 500 оборотов в минуту, а затем 3000 оборотов в минуту. После этого порошок металлорганического перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$, растворенный в диметилформамиде (DMF, $\text{C}_3\text{H}_7\text{ON}$), и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$, растворенный в диметилацетомиде (DMA, $\text{C}_4\text{H}_9\text{ON}$), были смешаны с частицами GO. Металлорганические перовскиты с шириной запрещенной зоны $E_g \approx 2.3$ эВ были приобретены в Xi'an Polymer Light Technology Corp. Оксид графена был смешан на частоте около 20 кГц с растворами перовскитов с помощью ультразвукового смесителя Bandelin Sonopuls HD 2070. Полученные растворы в объеме 20 мкл были нанесены на стеклянные подложки с помощью центрифугирования (2 слоя) сначала с частотой 500 оборотов в минуту, а затем 2000 оборотов в минуту. После этого растворитель был удален с помощью нагревания до температуры в 110°C в течение 20 минут. На полученные пленки были нанесены 20 мкл фуллерена (PCBM60 в хлороформе, $\text{C}_{72}\text{H}_{14}\text{O}_2$) по такой же технологии, что и раствор перовскита с GO. Между измерениями образцы хранились в вакууме.



Рис. 2. Структуры устройств памяти

Вышеописанные композитные пленки $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3\text{:GO}$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3\text{:GO}$ были использованы в нашем исследовании резистивного коммутационного эффекта, который может быть применен при проектировании энергонезависимой памяти. Были сняты вольт-амперные характеристики (ВАХ) в темноте и под воздействием освещения имитатором солнечного света, при температуре 300 К с помощью автоматизированной установки на основе пикоамперметра Keitley 6487. На рис. 3 и 4 на ВАХ образцов присутствуют переключения, соответствующие резкому увеличению проводимости.

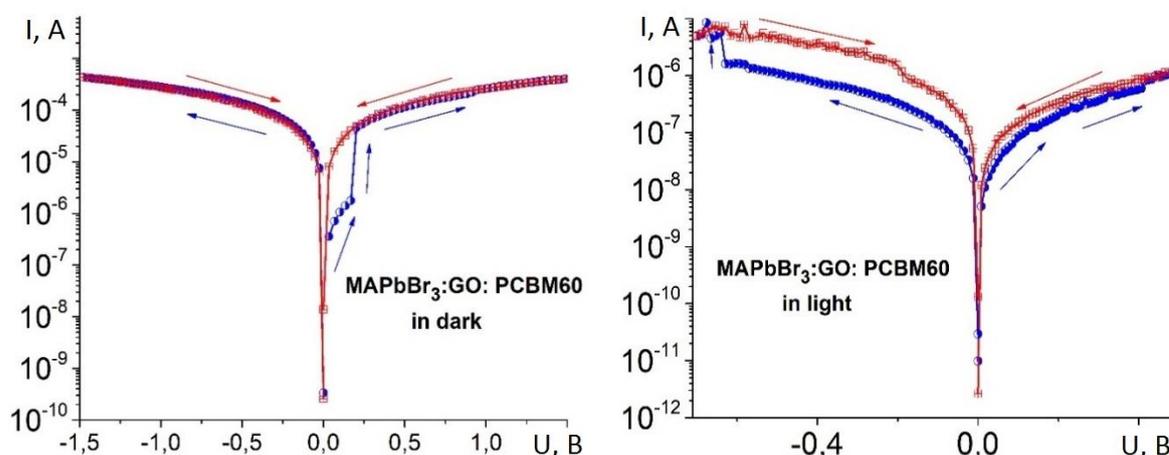


Рис. 3. ВАХ $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3\text{:GO}$ в темноте и под воздействием освещения

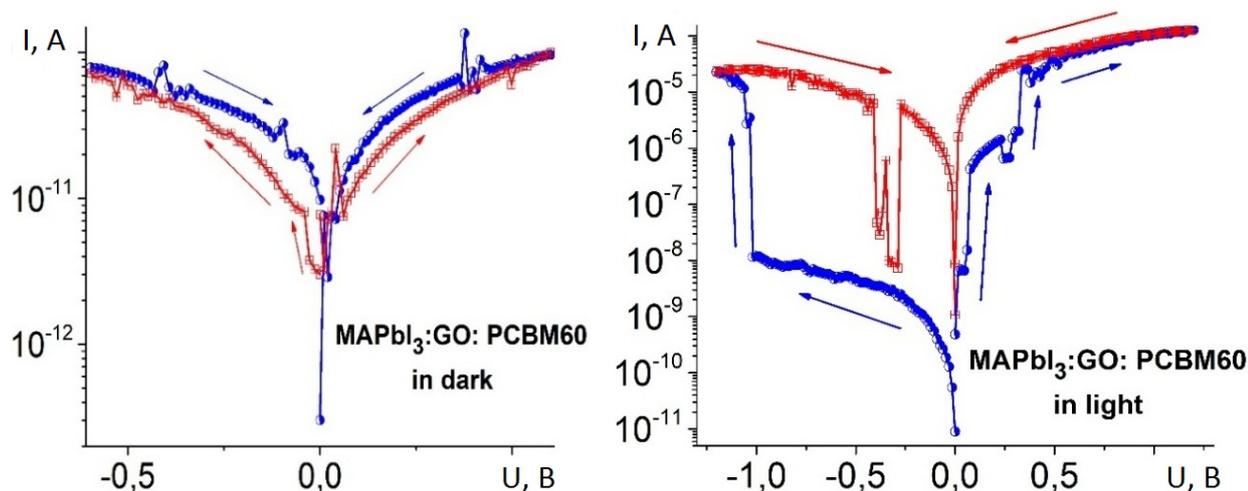


Рис. 4. ВАХ $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3:\text{GO}$ в темноте и под воздействием освещения

Таким образом, нами исследован эффект резистивного переключения в композитных пленках на основе перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ и $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$, смешанных с частицами GO с концентрацией 1–3 % от массы раствора. Установлено, что эффект резистивного переключения структур $\text{Ag}/\text{PCBM}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3:\text{GO}/\text{PEDOT}:\text{PSS}/\text{ITO}/\text{стекло}$ и $\text{Ag}/\text{PCBM}/\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3:\text{GO}/\text{PEDOT}:\text{PSS}/\text{ITO}/\text{стекло}$ проявляется в резком изменении электрического сопротивления из низкопроводящего состояния в относительно высокопроводящее при подаче как положительного так и отрицательного смещения на электроды Ag-ITO (0.1–1.0 В) как в темноте, так и при освещении в $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3:\text{GO}$ и в $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3:\text{GO}$. Механизм резистивного переключения связан с процессами захвата и накопления носителей заряда в частицах GO, вводимыми в перовскиты за счет процессов восстановления/окисления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thompson S.E., Parthasarathy S. Moore's law: the future of Si microelectronics // *Materials Today*. – 2006. – V. 9. – Iss. 6. – P. 20-25.
2. Scott J.C., Bozano L.D. Nonvolatile Memory Elements Based on Organic Materials // *Advanced Materials*. – 2007. – V. 9. – P. 1452-1463.
3. Aleshin A.N., Krylov P.S., Berestennikov A.S. et al. The redox nature of the resistive switching in nanocomposite thin films based on graphene (graphene oxide) nanoparticles and poly (9-vinylcarbazole) // *Synthetic Metals*. – 2016. – V. 217. – P. 7-13.
4. Yan Y.B., Liu J.-M. Resistance switching memory in perovskite oxides // *Annals of Physics*. – 2015. – V. 358. – P. 206-224.
5. Wang C., Chen Y., Zhang B., Liu S., Chen Q., Cao Y., Sun S. High-efficiency bulk heterojunction memory devices fabricated using organometallic halide perovskite:poly(*N*-vinylcarbazole) blend active layers // *Dalton Trans*. – 2016. – V. 45. – P. 484-488.

УДК 537.533.2

П.А. Балунов, Е.Д. Федоренко, А.В. Архипов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ОБНАРУЖЕНИЕ ЦЕНТРОВ НИЗКОВОЛЬТНОЙ ЭМИССИИ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Холодные (ненакаливаемые) эмиттеры электронов обладают рядом важных преимуществ перед термоэмиттерами, в частности, по параметрам энергоэффективности, долговечности и быстродействия. Чаще всего в них используются металлические острия или

углеродные нанотрубки, концентрирующие приложенное электрическое поле на малых участках поверхности, что позволяет существенно понизить напряжения, необходимые для отбора эмиссионных токов при комнатной температуре. Существует и альтернативный тип ненакаливаемых эмиттеров, где используется явление эмиссии «горячих» (не находящихся в равновесии с кристаллической решеткой) электронов. Горячие электроны могут генерироваться, например, при протекании тока в многослойных структурах металл-диэлектрик-металл(или полупроводник) [1, 2] или в островковых металлических пленках на поверхности диэлектрика [3], что зачастую сопровождается эмиссией электронов в вакуум без значительного увеличения решеточной температуры. Источником энергии горячих электронов в таких случаях является протекающий ток. Эффективность эмиссии оказывается повышенной в структурах и пленках, содержащих наноразмерные домены – из-за замедления релаксации энергии электронов размерными эффектами [3, 4]. Более того, известно, что такие структуры и пленки могут эмитировать электроны в электрическом поле низкой макроскопической напряженности (порядка 1 В/мкм) и без дополнительного активирующего воздействия – такого, как пропускание тока вдоль поверхности. Лучшее всего это явление изучено для наноструктур на основе углерода [5, 6], однако его физический механизм остается неясным [7].

В недавних работах нашей лаборатории [8, 9] способность к холодной эмиссии электронов в электрическом поле напряженностью порядка нескольких В/мкм наблюдалась и для тонких (6–10 нм) металлических пленок, нанесенных на кремниевые подложки. В данной работе топография поверхности такого хорошо эмитирующего покрытия исследовалась методом атомной силовой микроскопии (АСМ). Целью работы было нахождение топографических особенностей, которые можно было бы предположительно отождествить с эмиссионными центрами, что может помочь в определении действующего эмиссионного механизма.

Для исследований было выбрано молибденовое покрытие эффективной толщины 8 нм на пластине кремния марки КДБ10 с естественным оксидным слоем. Покрытие наносилось методом магнетронного распыления со скоростью 1 Å/с при температуре подложки 100°C [9]. Для этого использовалась установка HEX компании Mantis Deposition. Топография поверхности изучалась с помощью атомно-силового микроскопа Nano-DST фирмы Pacific Nanotechnology. Измерения проводились полуконтактным методом, что позволяло минимизировать воздействие зонда на поверхность образца при наилучшем разрешении получаемых изображений. Для обработки изображений использовался программный пакет Gwyddion.

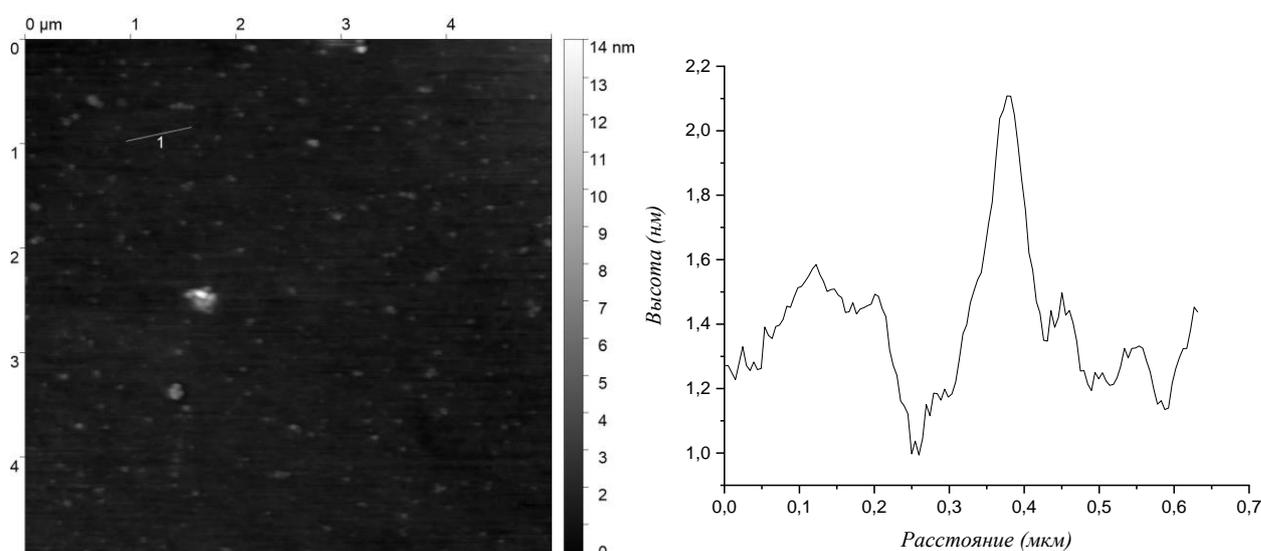


Рис. 1. АСМ-изображение и профиль поверхности пленки Мо вдали от эмиттировавшей области

Область образца, служившая источником электронов во время эмиссионного тестирования, легко обнаруживалась визуально и с помощью вспомогательного оптического микроскопа АСМ по отметкам, появившимся при микропробоях вакуумного зазора. АСМ-изображения участков образца вне этой области (рис. 1) показывают преимущественно гладкую поверхность с высотой рельефа в пределах 0.5 нм (вероятно, аморфной пленки) и отдельными «зернами» (по всей видимости, отдельными Мо кристаллитами) высотой 1–2 нм, что вполне соответствует ожиданиям.

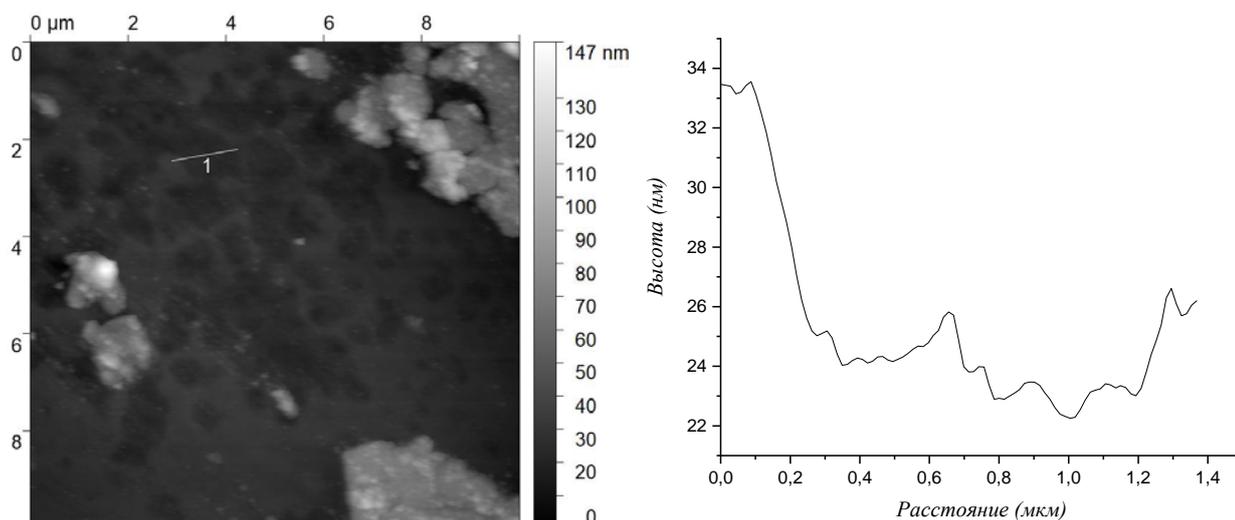


Рис. 2. Изображение и профиль поверхности образца в области микропробоя при эмиссионных тестах

Эмитировавшие участки образца (рис. 2 и 3) характеризуются значительно более выраженным рельефом. Здесь, прежде всего, выделяются фрагменты достаточно толстого (100–150 нм, рис. 2) покрытия, которое мы считаем слоем металла, перенесенного с анода при микропробоях. Поверхность между ними также несет следы повреждений. На нем присутствуют отдельные или сливающиеся округлые впадины с относительно плоским «дном» и поперечными размерами от долей до 1–2 мкм. Глубина впадин близка к 8 нм, что соответствует исходной толщине молибденового покрытия, то есть, металлическая пленка здесь оказалась удаленной почти полностью.

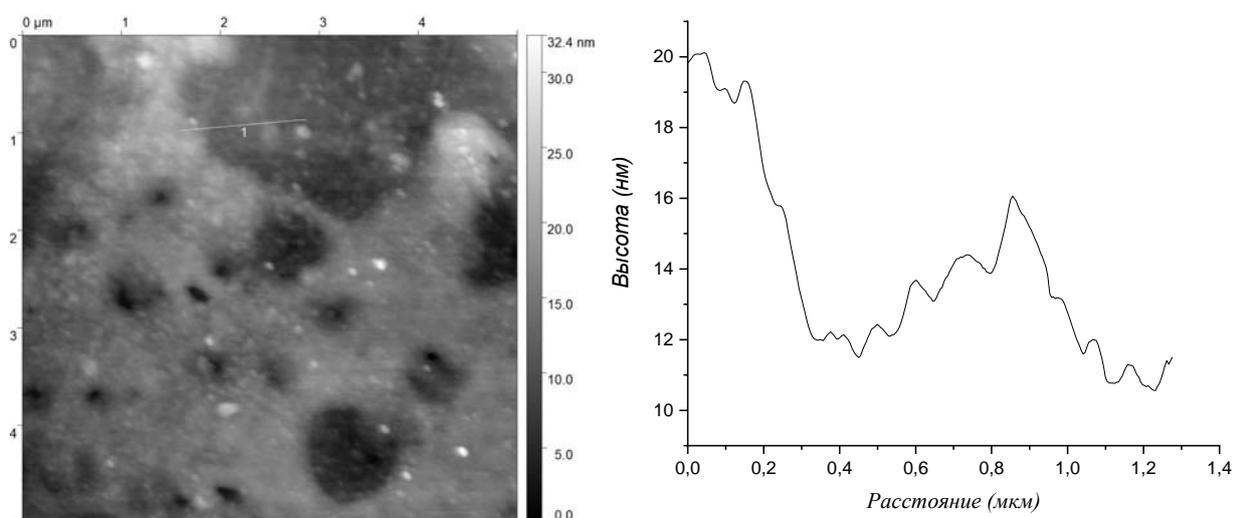


Рис. 3. Изображение и профиль поверхности образца в эмитировавшей области

Однако на изображении (рис. 3), полученном на большем расстоянии от области воздействия микропробоев, можно видеть, что и во впадинах покрытие частично

сохранилось. Здесь оно состоит из nanoостровков: с поперечными размерами 100 нм и менее при высоте порядка 1 нм. В работах [2–4, 7–9] эмиссионную способность пленок связывали именно с присутствием в их составе проводящих островков нанометровых размеров.

По итогам проведенного исследования, можно предположительно отождествить области активной низковольтной эмиссии электронов тонкими пленками молибдена (то есть, эмиссионные центры) с участками их поверхности, где покрытие приобрело nanoостровковую структуру. Насколько можно судить по полученным данным, трансформация структуры произошла под действием факторов, связанных с протеканием эмиссионного тока. Эта взаимосвязь позволяет объяснить наблюдавшееся во многих экспериментах [2, 3, 7, 9] свойство активирования эмиссионной способности пленок ограниченным по величине токоотбором («формовкой»). Для определения деталей структуры эмиссионного центра потребуются дополнительные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fitting H.-J., Hingst Th., Schreiber E. Breakdown and high-energy electron vacuum emission of MIS-structures // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – V. 32. – N 16. – P.1963-1970.
2. Thurstans R.E., Oxley D.P. The electroformed metal-insulator-metal structure: a comprehensive model // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2002. – V. 35. – N 8. – P. 802-809.
3. Fedorovich R.D., Naumovets A.G., Tomchuk P.M. Electronic phenomena in nanodispersed thin films // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1999. – V. 11. – N 49. – P. 9955-9967.
4. Tomchuk P., Bilotsky Y. New peculiarity in the temperature and size dependence of electron-lattice energy exchange in metal nanoparticles // *Int. J. Mod. Phys. B.* – 2014. – V. 28. – N 31. – 1450220.
5. Forbes R.G. Low-macroscopic-field electron emission from carbon films and other electrically nanostructured heterogeneous materials: hypotheses about emission mechanism // *Sol. St. Electron.* – 2001. – V. 45. – N 6. – P. 779-808.
6. Giubileo F., Di Bartolomeo A., Iemmo L., Luongo G., Urban F. Field emission from carbon nanostructures // *Appl. Sci.* – 2018. – V. 8. – N 4. – P. 526.
7. Эйдельман Е.Д., Архипов А.В. Полевая эмиссия из углеродных nanoструктур: модели и эксперимент // *УФН.* – 2020. – Т. 190. – № 7. – С. 693-714.
8. Bizyaev I.S., Gabdullin P.G., Arkhipov A.V., Babyuk V.Ye. Study of surface topography and emission properties of thin Mo and Zr films // *J. Phys. Conf. Ser.* – 2019. – V. 1236. – P. 012019.
9. Бизяев И.С., Габдуллин П.Г., Гнучев Н.М., Архипов А.В. Низкопороговая полевая эмиссия электронов тонкими металлическими пленками: связь эмиссионной способности с составом, условиями нанесения и морфологией // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.* – 2021. – принято к публикации.

УДК 539.234:539.25:538.911

Е.Д. Федоренко, П.А. Балунов, В.О. Белько, П.А. Карасёв
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК АЛЮМИНИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИПРОПИЛЕНА

Увеличение энергоэффективности электроэнергетического оборудования требует существенного улучшения технических свойств входящих в его состав электрических конденсаторов. Удельные характеристики высоковольтных конденсаторов можно существенно увеличить путем замены фольговых электродов на металлизированные пленки. Конденсаторы на основе металлизированных электродов – металлопленочные конденсаторы – обладают свойством самовосстановления [1], особенно эффективно проявляющемся при специальном структурировании металлического слоя на сегменты. Эффект самовосстановления в конденсаторах с сегментацией заключается в «отсечке»

определенного участка за счет перегорания токовых мостиков, соединяющих сегменты друг с другом, а также с контактной зоной [2]. Благодаря этому металлопленочные конденсаторы могут функционировать на пределе электрической прочности диэлектрика. Очевидно, что процесс электродинамического разрушения при работе конденсатора будет, в частности, зависеть от толщины и строения металлических слоев. Для повышения эффективности этого процесса металлизация должна с одной стороны иметь малое электрическое сопротивление, а с другой – обладать малой энергией разрушения. Поэтому толщина слоя металлизации должна быть порядка нескольких десятков нанометров. Свойства слоев металла нанометровой толщины существенно отличаются от свойств объемного материала. Их образование и поведение, особенно на поверхности полимеров, плохо изучены. В данной работе представлены результаты исследования процесса формирования слоя алюминия на поверхности полипропиленовой пленки.

Слои алюминия осаждались на поверхность полипропиленовой пленки толщиной 50 мкм промышленного качества методом термического осаждения в вакуумной камере на установке «АЛЬФА – Н1» без дополнительного контроля температуры подложки. Расстояние от спирали до мишени 200 мм. В качестве источника алюминия использовались конденсаторная фольга. Толщина слоя контролировалась массой распыляемого металла. Скорость напыления регулировалась током нагревателя. Процесс термического осаждения металлизации на полимерные пленки потребовал специальной обработки, поскольку вакуумная камера не имеет системы охлаждения образца. Топография поверхности изучалась с помощью атомно-силового микроскопа «Nano-DST» фирмы Pacific Nanotechnology. Измерения проводились полуконтактным методом, что позволяло минимизировать воздействие зонда на поверхность образца при наилучшем разрешении получаемых изображений. Для обработки изображений использовался программный пакет Gwyddion. Кроме того, на микроскопе «TESCAN MIRA 3» были получены электронно-микроскопические изображения поверхности металлизированных пленок.

При термическом осаждении металлизующего слоя возникли определенные трудности, по-видимому, связанные с резким нагревом полипропиленовой подложки, что приводило к ее деформации. На рис. 1а показан результат неудачного эксперимента, когда полимер полностью потерял свою начальную структуру. Причинами этого явления может быть: во-первых – нагрев полимера потоком теплового излучения, как от испарителя, так и отраженным от подложкодержателя; во-вторых – появление капельной фазы в потоке паров алюминия вследствие слишком высокой скорости испарения, что приводит к приходу на поверхность полимера горячих микрокапель, которые ее локально перегревают [3]. При отработке технологии напыления были стандартизованы способ фиксации полипропиленовой пленки и накал испарителя, для минимизации вредных эффектов. Рис. 1б показывает вид пленки с нанесенным слоем алюминия толщиной 20 нм.



Рис. 1. Пленка, деформированная в процессе нанесения металла (а) и пленка с хорошим слоем (б)

На рис. 2а представлено полученное с помощью АСМ изображение исходного образца полипропилена. Видно, что структура пленки представляет собой переплетающиеся между

собой волокна. Из следующего АСМ-скана (рис. 2б) видно, что алюминиевая пленка толщиной 10 нм покрывает волокнистую структуру полимера. Также можно заметить появление зерен на ее поверхности. При этом расположение скоплений наночастиц повторяет очертания волокон полимера. С ростом толщины слоя металлизации до 50 нм волокнистая структура полипропилена полностью скрывается под слоем металла. Размер металлических наночастиц при этом существенно увеличивается (от нескольких десятков до сотен нанометров).

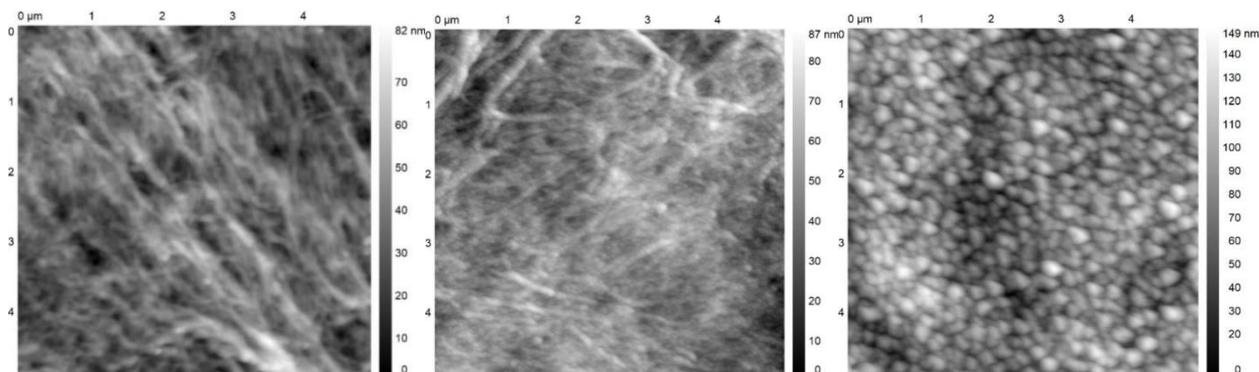


Рис. 2. АСМ-изображения: чистой поверхности полимера (а), пленки алюминия толщиной 10нм (б) и 50нм (в)

Измерение поверхностного электрического сопротивления в зависимости от толщины слоя алюминия показали, что при 5 нм поверхность полипропилена еще не обладает электрической проводимостью, в отличие от такого же слоя алюминия, нанесенного на тестовую стеклянную подложку. При толщине напыления 10 нм обнаружено протекание электрического тока. С ростом толщины металлического покрытия электрическое сопротивление уменьшается нелинейно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белько В.О., Емельянов О.А., Иванов И.О. Процессы самовосстановления пленочных конденсаторов в форсированных режимах // Проблемы региональной энергетики. – 2017. – № 2 (34). – С. 13-22.
2. Белько В.О., Емельянов О.А. Работоспособность сегментированных электродов современных металлопленочных конденсаторов // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Наука и образование. – 2010. – Т. 16. – № 3. – С. 32-40.
3. Дунюшкина Л.А. Введение в методы получения пленочных электролитов для твердооксидных топливных элементов. – Екатеринбург: УРО РАН, 2015. – 126 с.

УДК 535.376

Н.К. Исаев¹, К.А. Гросберг¹, Э.И. Моисеев²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Санкт-Петербургский национальный исследовательский академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИИ РЕЗОНАТОРА НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ И САМОРАЗОГРЕВ МИКРОЛАЗЕРОВ

Микролазеры, поддерживающие моды шепчущей галереи (МШГ), представляют интерес в качестве потенциальных компактных оптических источников для оптической передачи информации на чипе [1] и детекторов с чрезвычайно высокой чувствительностью

[2]. Высокодобротные моды в таком лазере формируются благодаря эффекту полного внутреннего отражения, обусловленного контрастом показателей преломления на интерфейсе полупроводник-воздух. Высокая добротность таких мод позволяет создавать низкопороговые лазеры с узкой спектральной линией излучения при компактном размере резонатора, вплоть до единиц микрон [3]. Такие микролазеры продемонстрировали высокое быстродействие [4] и возможность функционирования при высоких температурах на подложке кремния [5].

На лазерные характеристики существенное влияние оказывает форма резонатора. Целью работы было исследование влияния геометрии резонатора на значение порогового тока и саморазогрев микролазера, приводящий к спектральному смещению длины волны излучения при изменении тока накачки. Для достижения цели необходимо было решить следующие задачи: измерить спектры электролюминесценции, вольт- и ватт-амперные зависимости для микролазеров с различной геометрией резонатора; определить зависимости величин порогового тока и спектрального сдвига длины волны от геометрии резонатора.

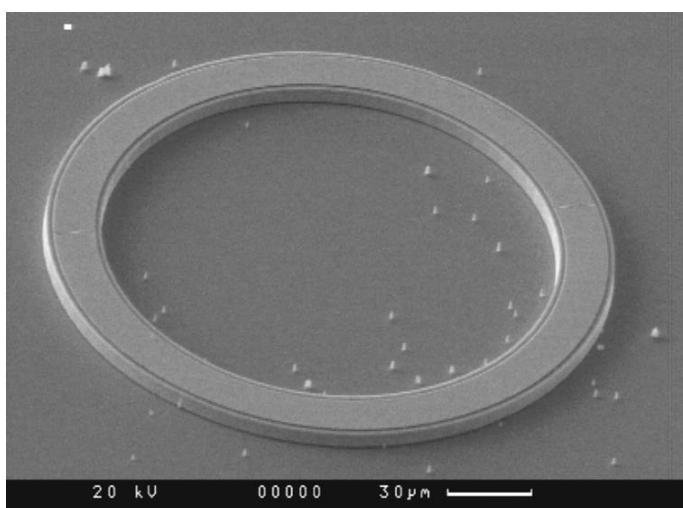


Рис. 1. СЭМ-изображение микрокольцевого лазера

Исследуемые микролазеры были созданы на основе инжекционной гетероструктуры с квантовыми точками InAs/InGaAs, выращенной с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии. Микролазеры с различной формой резонатора различного диаметра были сформированы методом фотолитографии. На рис.1 представлено СЭМ-изображение микрокольцевого лазера диаметром 200 мкм (внутренний диаметр – 162 мкм).

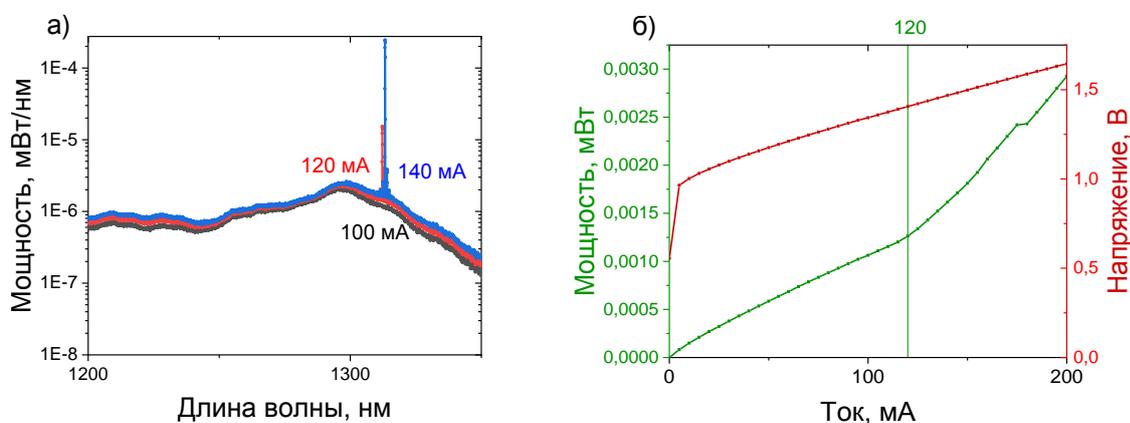


Рис. 2. а) Спектры излучения микролазера с диаметром резонатора 200 мкм при различном токе;
б) Вольт-амперная и ватт-амперная зависимости

Спектры излучения были получены методом спектроскопии электролюминесценции при различном токе накачки. При невысоком значении тока накачки спектр излучения микролазеров имеет вид, характерный для спонтанного излучения самоорганизующихся квантовых точек InAs/InGaAs. С ростом тока накачки возникают узкие линии, которые соответствуют высокодобротным модам шепчущей галереи (см. рис. 2а). Для наиболее интенсивной моды наблюдался переход в режим лазерной генерации (см. рис. 2б). Напряжение открытия для всех структур составило около 1 В.

Для микролазеров с кольцевой формой резонатора наблюдалось значительно меньшее значение порогового тока (см. рис. 3). МШГ-мода локализована по периферии резонатора, что приводит к тому, что центральная часть микролазера не участвует в формировании моды, в то время как энергия накачки тратится на спонтанное излучение.

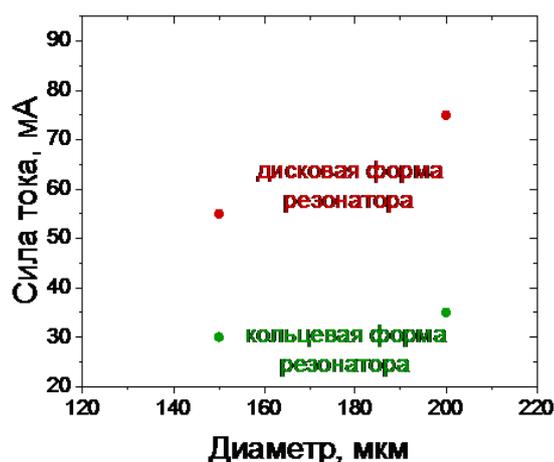


Рис. 3. Зависимость порогового тока от диаметра резонатора

При увеличении пропускаемого через резонатор тока, а, следовательно, и мощности, наблюдается спектральное смещение резонансной длины волны, обусловленное саморазогревом структуры. Это смещение можно характеризовать величиной $d\lambda/dP$ (см. рис. 4). Для различных видов и размеров резонаторов эта величина различна (см. рис. 5). Видно, что для микролазеров с дисконной формой резонатора характерен меньший спектральный сдвиг резонансной длины волны, чем у кольцевых структур. Это обусловлено тем, что дисконные структуры имеют большую площадь соприкосновения с подложкой, а тепло, выделяющееся в резонаторе при пропускании тока, отводится преимущественно через подложку.

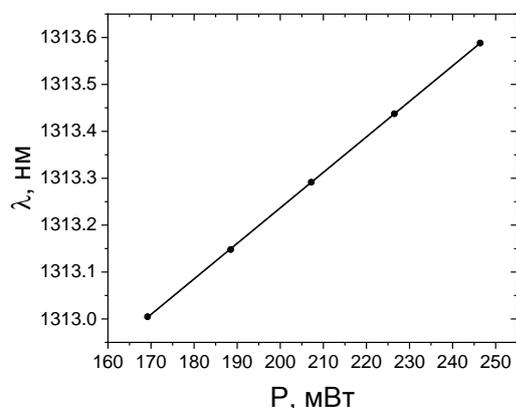


Рис. 4. Зависимость спектрального положения резонансной длины волны от мощности накачки для микролазера диаметром 200 мкм

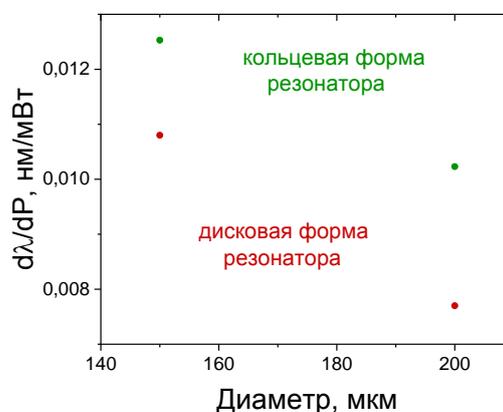


Рис. 5. Зависимость спектрального смещения длины волны от мощности для различной геометрии резонатора

Таким образом, в данной работе было исследовано влияние геометрии резонатора на значение порогового тока и саморазогрев микролазера. Для кольцевой геометрии резонатора наблюдались меньшие значения порогового тока, в то время как дисковая форма резонатора характеризовалась более эффективным теплоотводом и, соответственно, меньшим саморазогревом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ilchenko V.S., Matsko A.B. Optical resonators with whispering-gallery modes-part II: applications // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2006. – V. 12. – N 1. – P. 15-32.
2. Vollmer F., Arnold S. Whispering-Gallery-Mode Biosensing: Label-Free Detection Down to Single Molecules // Nature Methods. – 2008. – V. 5. – N 7. – P. 591-6.
3. Garrett C.G.B, Kaiser W., Bond W.L. Stimulated Emission into Optical Whispering Modes of Spheres // Phys. Rev. – 1961. – V. 124. – Iss. 6. – P. 1807-1809.
4. Zubov F., Maximov M., Kryzhanovskaya N., Moiseev E.I. High speed data transmission using directly modulated microdisk lasers based on InGaAs/GaAs quantum well-dots // Opt. Lett. – 2019. – V. 44. – Iss. 22. – P. 5442-5445.
5. Kryzhanovskaya N.V., Moiseev E.I., Polubavkina Y.S. et al. Elevated temperature lasing from injection microdisk lasers on silicon // Laser Phys. Lett. – 2018. – V. 15. – N 1. – P. 015802.

УДК 536.425

М.Е. Палёнов¹, В.Е. Бабюк¹, О.Е. Квашенкина¹, Д.А. Кудряшов²
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Санкт-Петербургский национальный исследовательский
академический университет им. Ж.И. Алферова РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ АМОРФНОГО КРЕМНИЯ В ТОНКОПЛЁНОЧНЫХ СИСТЕМАХ

С развитием нанoeлектроники задача совершенствования технологии получения полупроводниковых плёнок из различных материалов остаётся весьма актуальной [1, 2]. Тонкоплёночные солнечные элементы (СЭ) изготавливаются путём нанесения одного или нескольких монослоёв на подложку. Толщина варьируется от нескольких нанометров до десятков микрометров, что намного тоньше, чем у конкурирующей технологии – обычного кристаллического кремния [3]. Это позволяет тонкоплёночным элементам быть гибкими и иметь меньший вес, к тому же, благодаря развитой кремниевой технологии, такие системы заметно дешевле. Совершенствование технологии СЭ создаёт большие перспективы в исследовании космоса. Эта технология является единственно возможным путём обеспечения космической техники энергией извне. Поликристаллический кремний различной чистоты является основным материалом для создания приборов современной электроники, микроэлектроники и фото-энергетики, масштабы его применения в изготовлении солнечных элементов трудно переоценить.

Одним из перспективных способов создания поликристаллических СЭ является кристаллизация под действием лазерного излучения. Сразу после обработки лазерным импульсом наблюдается образование нанокристаллов, введённых в аморфную матрицу кремния, причем их размер зависит от плотности энергии в импульсе [4]. В результате получается поликристаллическая система с преимущественной ориентацией нанокристаллов вдоль нормальнoй оси образца.

Цель данной работы заключается в поиске оптимального способа кристаллизации аморфного кремния при помощи импульсного лазерного воздействия для создания эффективных и недорогих солнечных элементов, способных работать на нетугоплавких подложках.

Исследования, включенные в данную работу, направлены на изучение режимов отжига аморфного кремния при помощи лазера Mini Marker 2 и последующих процессов кристаллизации. Опытные образцы представляют собой слой нелегированного аморфного кремния толщиной 1000 нм, сформированный методом магнетронного распыления на установке Voc Edwards Auto 500 RF при комнатной температуре. В качестве подложки использовалось предметное стекло. На двух образцах с помощью импульсного лазерного отжига при различных режимах были модифицированы прямоугольные области аморфного кремния 3x3 мм.

Модифицированные области изучались методами рамановской спектроскопии (рис. 1а). Во всех случаях обнаружено наличие нанокристаллов кремния со спектрами, соответствующими, в области допустимых значений, рамановскому смещению для кристаллического кремния – 520 см⁻¹.

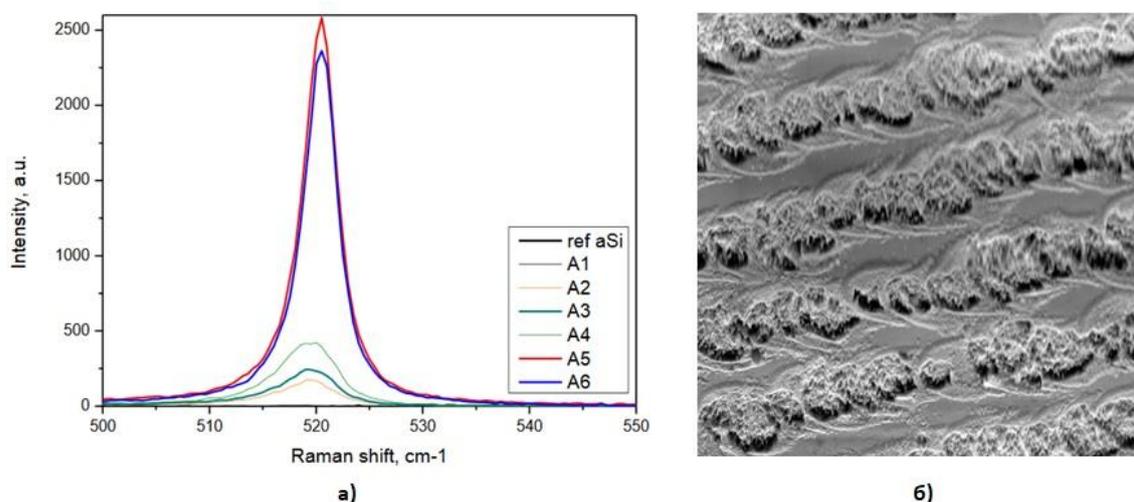


Рис. 1 (а) Рамановский спектр группы областей с увеличивающейся интенсивностью модифицирующего лазерного излучения; (б) СЭМ-изображение модифицированной области

Также были получены СЭМ-изображения (рис. 1б) и фурье-спектрограммы модифицированных областей. По результатам исследования методом дифракции отраженных электронов (EBSD) было получено подтверждение наличия на поверхности слабо окисленного кремния в различных фазах. Фурье-спектрометрия также показала образование нанокристаллитов кремния на поверхности образцов. С помощью указанных методов определена область значений энергии лазерного излучения, необходимой и достаточной для эффективной модификации аморфного кремния без его окисления.

Поставленные задачи в ходе исследования были успешно выполнены, отработана основа методики лазерного отжига, а также подобраны режимы оптимальной модификации поликристаллического кремния. Полученные образцы задают направление в изучении способов создания поликристаллической основы для гибких тонкопленочных солнечных элементов и помогут минимизировать затраты ресурсов на их изготовление. Модификация аморфного кремния в тонкопленочных структурах - одна из актуальных задач современной электроники, эффективное решение которой станет основой для замены уже существующих технологий создания различных элементов электроники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Meier J., Sitznagel J., Kroll U. et al. Potential of Amorphous and Microcrystalline Silicon Solar Cells // Thin Solid Films. – 2004. – V. 451-452. – P. 518-524.

2. Arkhipov A.V., Eidelman E.D., Zhurkin A.M., Osipov V.S., Gabdullin P.G. Low-field electron emission from carbon cluster films: combined thermoelectric/hot-electron model of the phenomenon // Fullerenes Nanotubes and Carbon Nanostructures. – 2020. – V. 28. – № 4. – P. 286-294.

3. Казанский А.Г. Тонкоплёночные кремниевые солнечные элементы на гибких подложках // РЭНСИТ. – 2015. – Т. 7. – № 1. – С. 15-24.

4. Ефремов М.Д., Болотов В.В., Володин В.А., Кочубей С.А., Кретинин А.В. Образование нанокристаллов кремния с выделенной ориентацией (110) в аморфных плёнках Si:H на стеклянных подложках при наносекундных воздействиях ультрафиолетового излучения // ФТП. – 2002. – Т. 36. – В. 1. – С. 109-116.

УДК 538.975

А.В. Кудрявцева¹, О.А. Алексеева^{1,2}, А.А. Набережнов^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

ХАРАКТЕРИСТИКИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В НАНОКОМПОЗИТЕ SBA-15 + NaNO₂

В последние годы особое внимание привлекают наноструктурированные композиционные материалы (НКМ), с введенными в поры сегнетоэлектрическими частицами. На структуру и физические свойства малых частиц оказывают влияние размерные эффекты, связанные с размерами и геометрией сетки пор. Изменение свойств нанокompозита приводит к тому, что характеристики частиц в ограниченной геометрии могут значительно отличаться от характеристик как соответствующих объемных материалов, так и изолированных малых частиц.

Массивный NaNO₂ является сегнетоэлектриком типа «порядок – беспорядок». Возникновение спонтанной поляризации связано с упорядочением групп NO₂, сопровождаемым смещением ионов натрия. Нитрит натрия претерпевает сегнетоэлектрический фазовый переход (ФП) при температуре в районе $T = 437.5$ К. В узком температурном диапазоне 437 К – 438 К наблюдается несоразмерная фаза, связанная с частичным разупорядочением групп NO₂ [1]. Параметр порядка $\eta = f_1 - f_2$, где f_1 и f_2 – заселенности кристаллографически эквивалентных позиций для групп NO₂ [2]. Было установлено, что для НКМ на основе пористых стекол, состоящих (как и SBA-15) из аморфного SiO₂ и содержащих внедренный нитрит натрия, есть критический размер наночастиц NaNO₂ $S_{crit} \sim 50$ нм [3, 4]: при размерах менее S_{crit} ФП становится ФП второго рода, а T_c при уменьшении размера наночастиц понижается. Силикатная матрица типа SBA-15 также состоит из аморфного SiO₂ и представляет собой массив двумерных гексагонально-упорядоченных каналов, по типу пчелиных сот. В 3D-матрицах SBA-15 симметрия каналов является кубической [5]. Матрица SBA-15 в диапазоне 298 – 1573 К имеет большой отрицательный коэффициент теплового расширения: $\alpha = -4.3 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [6].

Целью настоящей работы было получение экспериментальных температурных зависимостей параметра порядка при нагреве и охлаждении нитрита натрия, введенного в матрицу SBA-15 и исследование особенностей сегнетоэлектрического фазового перехода. Структурных исследований НКМ NaNO₂ + SBA-15 ранее не проводилось, и особенности температурной эволюции структуры, а также зависимости $\eta(T)$ при нагреве и охлаждении оставались неизученными.

Внедрение сегнетоэлектрика NaNO₂ в поры наноразмерных силикатных матриц проводилось из водного раствора в Амурском Государственном Университете (г. Благовещенск). Измерения температурной эволюции кристаллической структуры НКМ 2D-SBA-15 + NaNO₂ и 3D-SBA-15 + NaNO₂ проводились на нейтронном дифрактометре

высокого разрешения E9 при нагреве и охлаждении. Длина волны падающих нейтронов была 1.798 Å, температурный интервал измерений – 300–450 К при нагреве и 450–380 К при охлаждении, т. е. выше и ниже температуры сегнетоэлектрического фазового перехода.

В широком температурном диапазоне 300–450 К были получены дифракционные спектры обоих НКМ, на которых видны только упругие пики, соответствующие кристаллической структуре нитрита натрия, и диффузный фон. На рис. 1 приведен дифракционный спектр НКМ 3D-SBA-15 + NaNO₂ при 300 К, который хорошо соответствует структуре нитрита натрия. Диффузный фон связан с рассеянием на аморфном SiO₂, составляющим основу матриц.

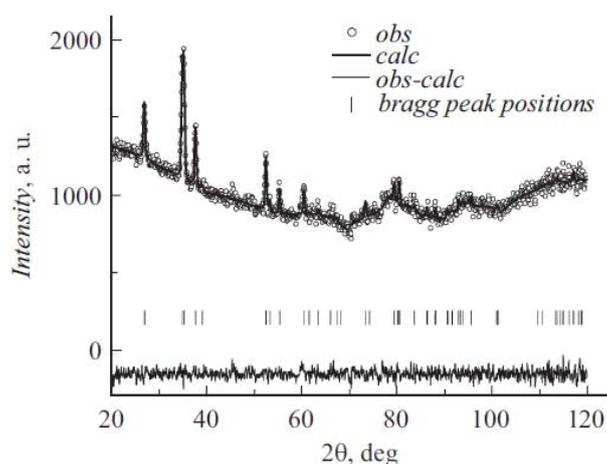


Рис. 1. Дифракционный спектр для НКМ 3D-SBA-15 + NaNO₂ при 300 К. Белые точки – эксперимент, черная линия – подгонка, нижняя линия – невязка, вертикальные линии – положения упругих пиков

Далее из анализа уширения дифракционных пиков были получены значения средних размеров наночастиц NaNO₂, внедренных в пористые матрицы 2D-SBA и 3D-SBA, и была также оценена возможная доля примеси массивного NaNO₂ (~ 20 %), которая при таком способе заполнения практически неизбежна. Предварительные данные проведенной дифференциальной сканирующей калориметрии подтверждают этот результат.

В сегнетоэлектрической фазе NaNO₂ существуют два семейства дифракционных пиков: интенсивности одного из них не зависят от сегнетоэлектрического параметра порядка η (для рефлексов (101), (020), (200)), а для другого (например, (022), (132)) интенсивность пропорциональна η^2 , это следует из выражения для структурного фактора F^2 для упругих пиков [7, 8]:

$$F^2 = F_{re}^2 + \eta^2 F_{im}^2,$$

где F_{re} и F_{im} – реальная и мнимая части структурного фактора F , а η – параметр порядка.

Используя этот факт, мы получили температурные зависимости $\eta(T)$ для НКМ 2D-SBA-15 + NaNO₂ и 3D-SBA-15 + NaNO₂ (рис. 2). Для массивного нитрита натрия зависимость $\eta(T)$ взята из работы [7] и приведена для сравнения.

Из полученных температурных зависимостей размеров наночастиц NaNO₂, внедренных в пористые матрицы 2D-SBA и 3D-SBA, было видно, что выше 415 К размер наночастиц нитрита натрия становится меньше критического (50 нм), и T_c должна быть ниже 426К [8], а сам ФП должен становиться ФП второго рода. В данном эксперименте даже при 430К сегнетоэлектрический дальний порядок не исчезает. Причиной этого является влияние матрицы, а именно ее сжатие при повышении температуры. Действительно, согласно фазовой диаграмме «температура – давление» для NaNO₂, приведенной в работе [9], увеличение давления приводит к повышению T_c . Таким образом, в данных НКМ существует конкуренция двух процессов: с одной стороны, уменьшение размера наночастицы должно

вести к понижению T_C , а, с другой стороны, сжатие матрицы должно повышать T_C , что, в конечном счете, и приводит к величине $T_C = 433$ К.

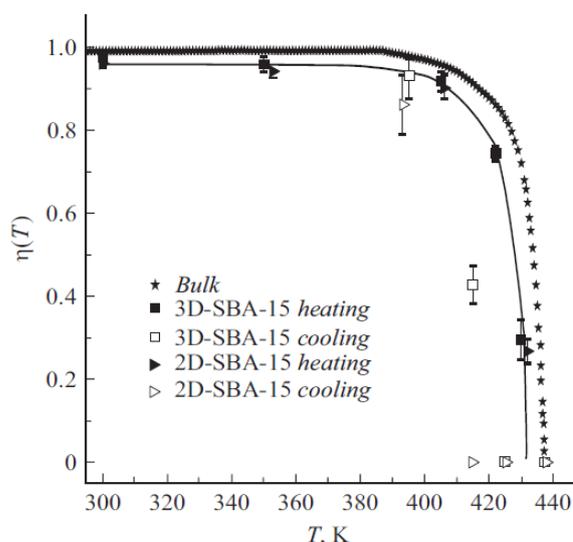


Рис. 2. Температурные зависимости параметра порядка в НКМ 2D-SBA-15 + NaNO₂ (треугольники) и 3D-SBA-15 + NaNO₂ (квадраты). Черные символы – нагрев, белые символы – охлаждение. Черные звезды – зависимость $\eta(T)$ для массивного NaNO₂

При охлаждении из высокотемпературной парафазы наночастицы становятся практически свободными, и ФП в сегнетоэлектрическое состояние происходит уже при той температуре (~ 420 К), при которой он и должен происходить для частиц размером около 40 нм. Поэтому в эксперименте и наблюдается температурный гистерезис около 15 К в зависимостях $\eta(T)$ при нагреве и охлаждении. Заодно наличие этого гистерезиса подтверждает незначительный вклад массивного нитрита натрия в данных НКМ, так как мы не видим на рис. 3 появления параметра порядка в области температур вплоть до 420 К.

Авторы благодарят Е.В. Стукову (АмГУ, г. Благовещенск) за предоставление образцов и С.А. Кириллову (Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В.И. Ульянова (Ленина)) за проведение предварительных калориметрических измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tanisaki S. X-ray Study on the Ferroelectric Phase Transition of NaNO₂ // J. Phys. Soc. Jpn. – 1963. – V. 18. – P. 1181-1191.
2. Kay M.I. Structure of sodium nitrite at 150° C, 185° C, 225° C // Ferroelectrics. – 1973. – V. 4. – P. 235-243.
3. Fokin A., Kumzerov Yu., Koroleva E., Naberezhnov A., Smirnov O., Tovar M., Vakhrushev S., Glazman M. Ferroelectric phase transitions in sodium nitrite nanocomposites // J. Electroceram. – 2009. – V. 22. – P. 270-275.
4. Бескровный А.И., Василовский С.Г., Вахрушев С.Б., Курдюков Д.А., Зворыкина О.И., Набережнов А.А., Окунева Н.М., Tovar M., Rysakiewicz-Pasek E., Jagus P. Температурные зависимости параметра порядка для нитрита натрия, внедренного в пористые стекла и опалы // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – Вып. 5. – С. 1021-1025.
5. Tian B., Liu X., Yu C., Gao F., Luo Q., Xie S., Tu B., Zhao D. Microwave assisted template removal of siliceous porous materials // Chem. Commun. – 2002. – N 11. – P. 1186-1187.
6. Pallavi S., Ramaswamy V. Thermal stability of Mesoporous SBA-15 and Sn-SBA-15 Molecular Sieves: An in situ HTXRD study // Microporous Mesoporous Materials. – 2009. – V. 114. – P. 270-280.
7. Lamas A., Chang S.-L., Caticha-Ellis S. On the use of powder diffractometry in the study of phase transitions case of NaNO₂ // Phys. State Sol. A. – 1981. – V. 68. – P. 173-178.

8. Naberezhnov A., Fokin A., Kumzerov Yu., Sotnikov A., Vakhrushev S., Dorner B. Structure and properties of confined sodium nitrite // Eur. Phys. J. E. – 2003. – V. 12 – P. 21-24.

9. Rapoport E. Phase Diagrams of Sodium Nitrite and Potassium Nitrite to 40 kbar // J. Chem. Phys. – 1966. – V. 45. – N. 8. – P. 2721-2728.

УДК 538.956

А.Ю. Молоков¹, А.Ф. Вакуленко¹, Е.Ю. Королева², С.Б. Вахрушев^{1,2}
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

КИНЕТИКА ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ФАЗ МАГНОНИОБАТА СВИНЦА В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Сегнетоэлектрики релаксоры представляют огромный как практический, так и фундаментальный интерес, так как они обладают большими значениями диэлектрической проницаемости в широком температурном диапазоне. Они активно исследуются во всем мире более 50 лет, однако, природа низкотемпературного состояния до сих пор до конца не выяснена. Магнониобат свинца (PMN) рассматривается как модельный релаксор и его свойства достаточно хорошо изучены, поэтому именно он был выбран в качестве материала для исследования. Ранее, в [1] было изучено влияние постоянных смещающих полей на структуру PMN. Показано, что приложение постоянного внешнего электрического поля больше определенной величины к кристаллу PMN приводит к индуцированному сегнетоэлектрическому фазовому переходу, причем при охлаждении PMN в полях $E_t \geq 1,6$ кВ/см в направлении $\langle 111 \rangle$ методом рентгеновской дифракции был обнаружен фазовый переход в ромбоэдрическую сегнетоэлектрическую фазу. При полях ниже E_t PMN остается в неэргодичной стеклоподобной фазе. Более подробное исследование влияния смещающих электрических полей на свойства PMN было проведено в [2]. Было показано, что при приложении поля в направлении $\langle 100 \rangle$ сегнетоэлектрическая фаза не индуцируется, а величина диэлектрического отклика уменьшается. Обнаружено, что при приложении поля выше E_t в направлениях $\langle 111 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ на зависимостях $\epsilon'(T)$ и $\epsilon''(T)$ в области температур ниже основного максимума появляется сначала плечо, а затем при увеличении поля и выраженный максимум (пик), связанный с переходом в макроскопическое сегнетоэлектрическое состояние. При этом характер всех зависимостей будет зависеть от предыстории образца и от режима приложения поля. Выделяются режимы: 1) FC – охлаждение в поле; 2) ZFC – охлаждение без поля с его последующим включением; 3) ZF – без включения поля. Помимо линейного вклада в диэлектрический отклик, важную роль играет динамический нелинейный вклад. Появление четных гармоник свидетельствует о потере центра симметрии и указывает на возникновение полярной фазы. Расходимость третьей гармоники свидетельствует о фазовом переходе в стеклоподобное состояние [3]. На основании проведенных исследований диэлектрического отклика PMN была получена E–T фазовая диаграмма (рис. 1), где точки на линии *b* соответствуют максимумам второй гармоники, а точки линии *a* соответствуют максимумам третьей гармоники.

На фазовой диаграмме присутствует деление границей устойчивости GL (линия *c*) на области GL-I и GL-II. В области GL-I PMN находится в устойчивом стеклообразном состоянии вне зависимости от того, как PMN попал в данную область фазовой диаграммы. В области GL-II PMN проявляет свои стекольные свойства, если переход в эту область был совершен со стороны GL-I. Если же переход был со стороны FE, то в данной области PMN будет проявлять сегнетоэлектрические свойства. Так как фазовый переход в сегнетоэлектрическую фазу является фазовым переходом первого рода, то должны существовать две линии на фазовой диаграмме, отражающие гистерезис данного перехода.

Ранее исследования проводились только при увеличении поля, поэтому вторая линия на фазовой диаграмме отсутствует. Целью данной работы является исследование фазовых переходов PMN в различных режимах приложения поля для дальнейшего изучения стеклоподобной неэргодичной фазы PMN.

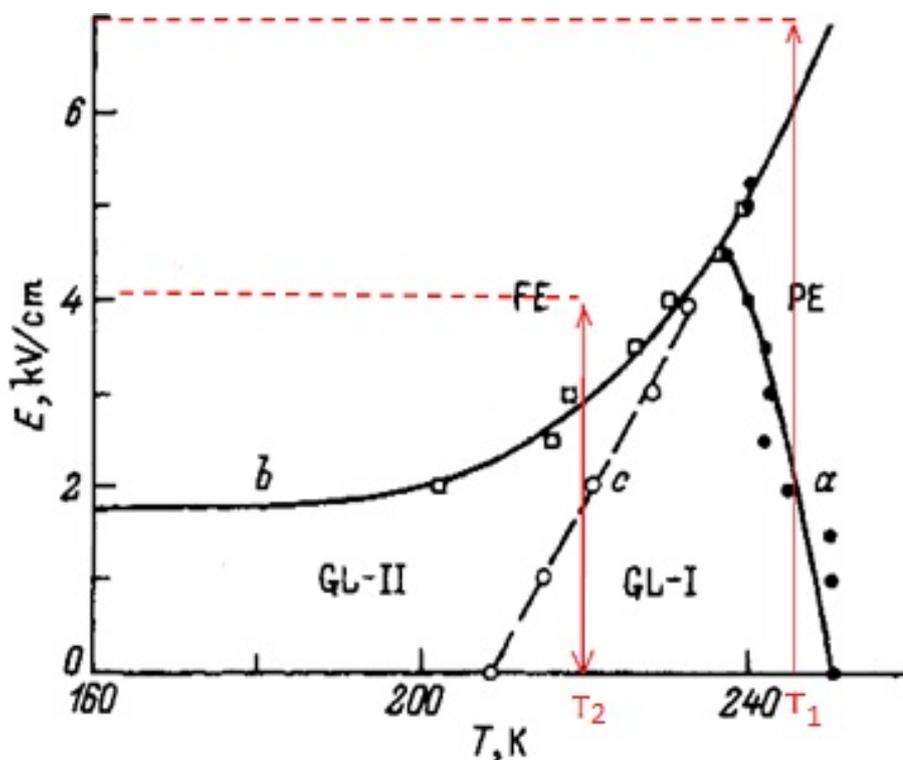


Рис. 1. E–T фазовая диаграмма PMN. На рисунке: PE – параэлектрическая фаза, FE – сегнетоэлектрическая фаза, GL – стеклоподобная фаза (где GLI – устойчивая стеклоподобная фаза GLII-неустойчивая стеклоподобная фаза). Красными стрелками изображено направление изменения поля во время экспериментов на температурах $T_1=246$ К и $T_2=220$ К

В работе был исследован комплексный диэлектрический отклик монокристалла PMN в направлении (111) на измерительной частоте 1 Гц при двух температурах: 220 К и 246 К при приложении внешнего смещающего поля с напряженностью от 0 до 7 кВ/см в направлении (111). Все измерения проводились на ультраширокополосном диэлектрическом спектрометре с криосистемой Novocontrol BDS80.

Были получены зависимости ϵ' и ϵ'' от времени при разных величинах внешнего смещающего поля при двух температурах: $T_1 = 246$ К и $T_2 = 220$ К (рис. 2). Перед началом обоих экспериментов образец отжигался при температуре 450 К в течение 1,5 часов, затем был охлажден без поля до температуры $T_1 = 246$ К в первом эксперименте, и до $T_2 = 220$ К во втором эксперименте. Скорость охлаждения в обоих экспериментах составляла 1 К/min.

Анализ результатов для $T_1 = 246$ К (рис. 2а). Рассматриваем переход из неэргодичной GL фазы в PE фазу, и далее из PE фазы в FE фазу, минуя стекольное состояние (см. рис. 1). После охлаждения без внешнего поля при 246 К монокристалл PMN находится в стеклоподобном состоянии. При увеличении внешнего электрического поля от 0 до 4.5 кВ/см растет величина диэлектрического отклика, то есть наблюдается положительный вольт-фарадный эффект. При этих полях после переключения наблюдается релаксация диэлектрического отклика. При полях выше 2 кВ/см система претерпевает фазовый переход из GL фазы в PE, о чем свидетельствует заметное уменьшение релаксационных процессов при переключении поля. Начиная с 5 кВ/см величина диэлектрического отклика начинает уменьшаться с увеличением электрического поля до 7 кВ/см (отрицательный C–V эффект). В

данном интервале полей отсутствуют релаксационные процессы, что свидетельствует о переходе системы из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу. При выключении поля величины ϵ' и ϵ'' выходят на тот же уровень, что и в начале эксперимента. При этом появляются релаксационные процессы, характерные для стекольной фазы.

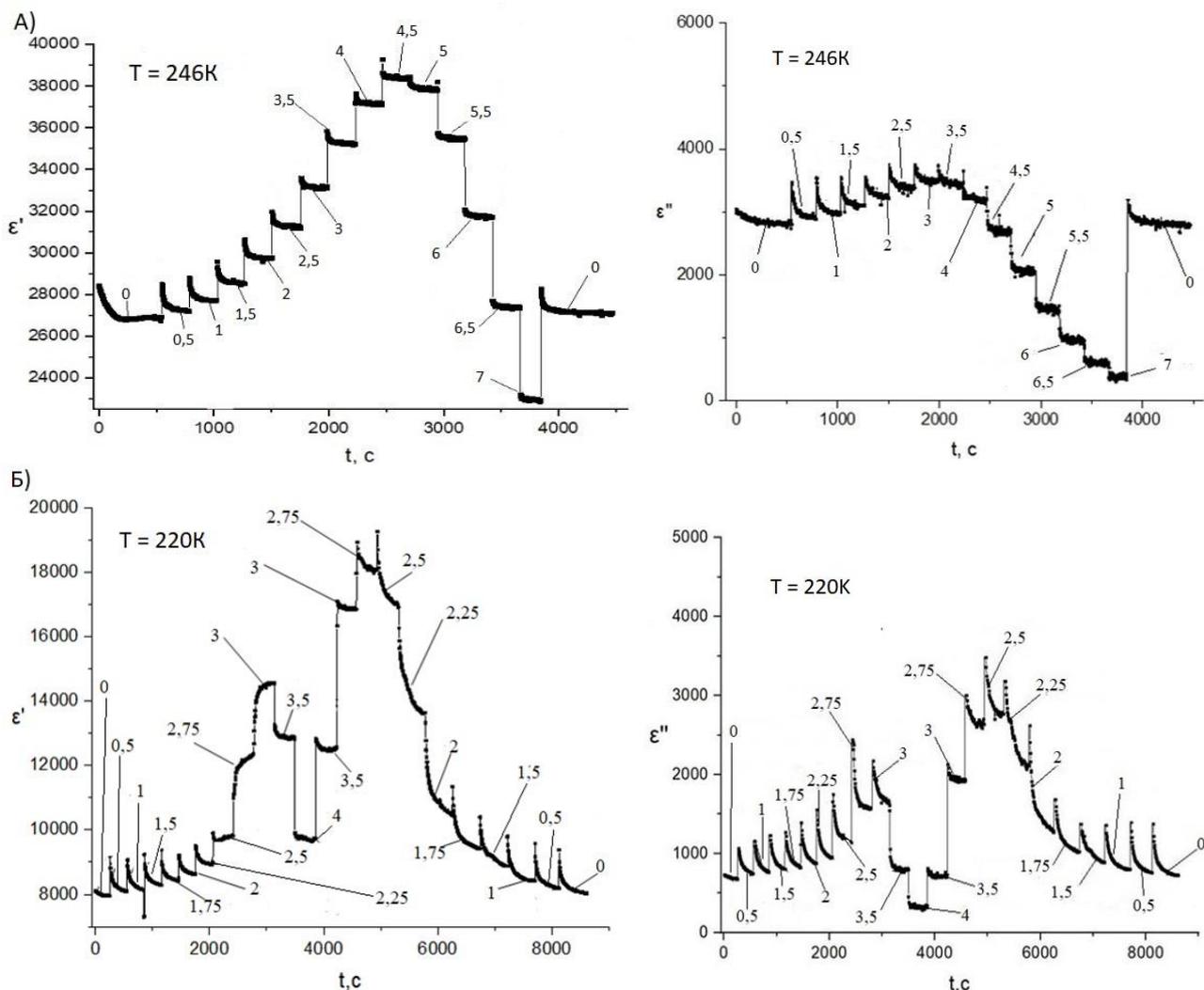


Рис. 2. Зависимость ϵ' и ϵ'' от времени при разных внешних полях при температурах а) $T_1 = 246\text{ K}$ и б) $T_2 = 220\text{ K}$ на измерительной частоте 1 Гц.

Числа на графиках - величина внешнего электрического поля в кВ/см

Анализ результатов для $T_2 = 220\text{ K}$ (рис. 2б). Исследуем переход GL-FE через границу устойчивости (линия c), а также обратный переход при уменьшении поля до нуля (см. рис. 1). При температуре 220 K и нулевом поле образец находится в стеклоподобном состоянии. При увеличении внешнего электрического поля до 3 кВ/см растет величина диэлектрического отклика (положительный $C-V$ эффект). В этом интервале значений напряженности поля после переключения наблюдается релаксация диэлектрического отклика. При 3 кВ/см происходит фазовый переход в FE состояние, о чем говорит исчезновение релаксационных процессов при переключении поля и то, что с 3,5 кВ/см величина диэлектрического отклика уменьшается при увеличении электрического поля до 4 кВ/см (отрицательный $C-V$ эффект). Далее мы уменьшали электрическое поле. В интервале полей от 4 кВ/см до 2,5 кВ/см наблюдался рост величины диэлектрического отклика (при увеличении поля фазовый переход происходил при 3 кВ/см). При этом на 2,5 кВ/см появляются релаксационные процессы, свидетельствующие о возвращении

системы в GL состояние (положительный C-V эффект сменяется отрицательным до 0 кВ/см). При выключении поля величины ε' и ε'' выходят на тот же уровень, что и в начале эксперимента.

Таким образом, нами была исследована кинетика переключения монокристалла PMN при температурах 246 К и 220 К. В определенном интервале электрических полей нам удалось пронаблюдать положительный C-V эффект, который является нетипичным для материалов электронной техники, проявляющих преимущественно отрицательный C-V эффект. Определен гистерезис GL-FE перехода по полю на температуре 220 К и уточнена E-T фазовая диаграмма PMN.

ЛИТЕРАТУРА

1. Calvarin G., Husson E., Ye Z.G. X-ray study of the electric field-induced phase transition in single crystal $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ // *Ferroelectrics*. – 1995. – V. 165. – N 1. – P. 349-358.
2. Колла Е.В., Вахрушев С.Б., Королева Е.Ю., Окунева Н.М. Свойства индуцированной полем сегнетоэлектрической фазы в монокристалле магнониобата свинца // *ФТТ*. – 1996. – Т. 38. – В. 7. – С. 2183-2194.
3. Pirc R., Tadić B., Blinc R. Nonlinear susceptibility of orientational glasses // *Physica B: Condensed Matter*. – 1994. – V. 193. – Iss. 2. – P. 109-115.

УДК 538.911

М.В. Владимиров¹, А.Е. Ганжа¹, Р.Г. Бурковский¹, А.В. Павленко², Н.В. Тер-Оганесян³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН,

³НИИ Физики Южного Федерального Университета

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО НИОБАТА НАТРИЯ В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ $\text{NaNbO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{MgO}$

В последние десятилетия сегнето- и антисегнетоэлектрические материалы находят широкое применение во многих областях промышленности и техники как компоненты энергозапасующих, запоминающих систем, сенсоров и преобразователей. Тонкопленочные структуры в ряде случаев не только демонстрируют улучшение уже существующих практически важных свойств, но приводят к новым, которые не наблюдаются в кристаллах и керамиках [1].

Пленки NaNbO_3 (ниобат натрия), функционального диэлектрика со структурой типа «перовскит», являются менее изученным объектом, чем их свинец-содержащие аналоги (цирконат титанат свинца). В частности, на сегодняшний день не достигнуто согласие по вопросу определения структуры NaNbO_3 [2–4]. Этот факт вместе с экологической чистотой ниобата натрия определяют значительный интерес к его дальнейшему исследованию.

Целью настоящей работы является определение внутрикристаллической структуры тонкопленочного NaNbO_3 .

Для изучения коротковолновых структурных искажений, которые часто оказываются недоступными другим экспериментальным методикам, использован метод монокристалльной дифракции. Пленка ниобата натрия в составе гетероструктуры $\text{NaNbO}_3/\text{SrRuO}_3/\text{MgO}$ была исследована с помощью рентгеновского дифрактометра SuperNova, находящегося в распоряжении НОЦ «Физика нанокompозитных материалов электронной техники».

Напыление пленок NaNbO_3 и SrRuO_3 осуществлялось методом ВЧ распыления на установке «Плазма 50 СЭ» (ЦКП ЮНЦ РАН), в качестве подложки был использован монокристаллический MgO среза (001) толщины 0.5 мм («MTI Corporation», США) [5].

Геометрический анализ взаимного расположения предварительно дифференцированных рефлексов пленки NaNbO_3 и подложки MgO в обратном пространстве, а также знание параметров решетки последнего позволили установить параметры псевдокубической элементарной ячейки пленочного ниобата натрия в исследуемой структуре.

При реализованном в нашем случае росте пленка выглядит тетрагональной с направленной по её нормали длинной осью: $|c| = 3.96 \pm 0.01 \text{ \AA}$ и двумя короткими, которые ей перпендикулярны: $|a| = 3.92 \pm 0.01 \text{ \AA}$, $|b| = 3.90 \pm 0.01 \text{ \AA}$.

Наличие длинной тетрагональной оси согласуется с недавним исследованием, посвященным гетероэпитаксиальным тонким пленкам ниобата натрия [5]. С другой стороны, это не согласуется со структурой монокристаллического NaNbO_3 , где при комнатной температуре имеют место одна короткая и две длинные оси [6].

На рис. 1 приведена часть базовой плоскости (0 K L) обратного пространства без указания центров масс пленочных и подложочных рефлексов, которые необходимы для нахождения параметров $|b|$, $|c|$. При рассмотрении перпендикулярной ей плоскости (H 0 L) был найден третий параметр $|a|$.

Были обнаружены рефлексы в R- и M-точках псевдокубической зоны Бриллюэна, существование которых связано со сложными структурными искажениями элементарной ячейки пленочного NaNbO_3 . На рис. 2 изображена часть плоскости обратного пространства, содержащая сверхструктурные рефлексы обоих типов.

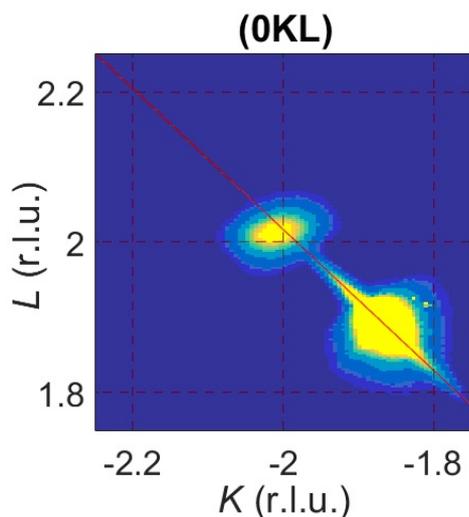


Рис. 1. Часть плоскости (0 K L) обратного пространства: нахождение параметров пленочного ниобата натрия

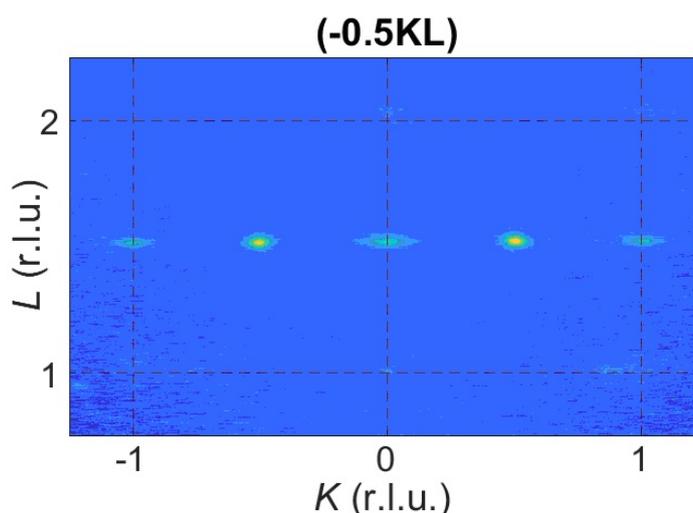


Рис. 2. Часть плоскости (-0.5 K L) обратного пространства: R-, M-точки

Анализ дифракционных картин указывает, что рефлексы в R-точках вызваны противозначными наклонами кислородных октаэдрических групп, а в M-точках – антипараллельными смещениями катионов натрия и ниобия. Набор сверхструктурных рефлексов совместим с сегнетоэлектрической Q-фазой, встречающейся в объемном ниобате натрия, но не совместим с антисегнетоэлектрической P-фазой, которая также встречается в химически чистых объемных образцах NaNbO_3 [2–4, 6].

По результатам проделанной работы можно сделать следующие выводы. Оценка параметров ячейки пленочного ниобата натрия показывает, что ячейка тетрагональна с длинной осью, направленной по нормали к плоскости пленки. Интенсивности сверхструктурных R-рефлексов в два раза меньше таковых для объемного образца. Тетрагональность ячейки, как и меньшие по сравнению с объемным NaNbO_3 значения интенсивностей в сверхструктурных R-, M-точках, мы предполагаем, вызваны

эпитаксиальными напряжениями в пленке и меньшими смещениями атомных группировок относительно положений, соответствующих высокосимметричной кубической фазе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ (грант № 19-12-00205).

ЛИТЕРАТУРА

1. Брус А., Каули Р. Структурные фазовые переходы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 408 с.
2. Yoneda Y., Fu D., Kohara S. Local structure analysis of NaNbO_3 // Journal of Physics: Conference Series. – 2014. – V. 502. – N 1. – P. 012022.
3. Jiang L. et al. Local structure of NaNbO_3 : a neutron scattering study // Physical Review B. – 2013. – V. 88. – N 1. – P. 014105.
4. Sakowski-Cowley A.C., Łukaszewicz K., Megaw H.D. The structure of sodium niobate at room temperature, and the problem of reliability in pseudosymmetric structures // Acta Crystallographica Section B: Structural Crystallography and Crystal Chemistry. – 1969. – V. 25. – N 5. – P. 851-865.
5. Pavlenko A.V., Stryukov D.V., Ter-Oganessian N.V. Structure and Ferroelectric Properties of Thin Heteroepitaxial NaNbO_3 Films Obtained by RF Cathode Sputtering // Technical Physics Letters. – 2020. – V. 46. – P. 62-65.
6. Glazer A.M., Megaw H.D. Studies of the lattice parameters and domains in the phase transitions of NaNbO_3 // Acta Crystallographica Section A: Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography. – 1973. – V. 29. – N 5. – P. 489-495.

УДК 538.975

Х.Г. Флорес¹, А.Е. Ганжа¹, Д.А. Андроникова², Р.Г. Бурковский¹
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

РЕНТГЕНОВСКАЯ НАНОСКОПИЯ КАК ИНСТРУМЕНТ ИЗУЧЕНИЯ НАНОДОМЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

Сегнетоэлектрики (СЭ) и антисегнетоэлектрики (АСЭ) являются технологически важными веществами, которые нашли применение в промышленности благодаря ряду свойств, связанных с наличием доменной структуры [1]. Домены – это области с различной ориентацией спонтанной поляризации. Тонкие пленки АСЭ кристаллов имеют преимущества по сравнению с объемными образцами благодаря размерным и эпитаксиальным эффектам. В частности, в тонких пленках цирконата свинца (PbZrO_3) при небольшой ее толщине (50 нм) образуется нанодоменная конфигурация (~ 10 нм), несвойственная для его объемных кристаллов [2]. Наличие огромного количества доменных стенок в ограниченных объемах, обусловлено их небольшими размерами, позволяет эффективно накапливать в них информацию [3].

Целью работы было определение нанодоменных конфигураций в тонких пленках цирконата свинца с помощью рентгеновской наноскопии.

Задачи, которые были решены в ходе исследования: 1) получение экспериментальных данных; 2) отслеживание эволюции сдвига между полученными сканами; 3) разработка метода анализа нанодоменных конфигураций в тонкопленочных структурах с помощью дифракции синхротронного излучения.

Эксперимент проведен на линии ID01 Европейского источника синхротронного излучения (ESRF, г. Гренобль, Франция). Образцы тонких пленок цирконата свинца были выращены методом импульсного лазерного осаждения (Pulsed Laser Deposition, PLD) [4] в Калифорнийском университете в Беркли (The University of California, Berkeley). Рентгеновский пучок с энергией в диапазоне ~7–9 кэВ имел размеры от 56 x 64 нм до 300 x 300 нм. Положение образца задавалось гониометром и пьезодвигателями. Шаг

пьезодвигателей составлял 20 нм по каждому из трех направлений. Для количественной оценки смещений использовались емкостные датчики с точностью до 2 нм (рис. 1) [5].

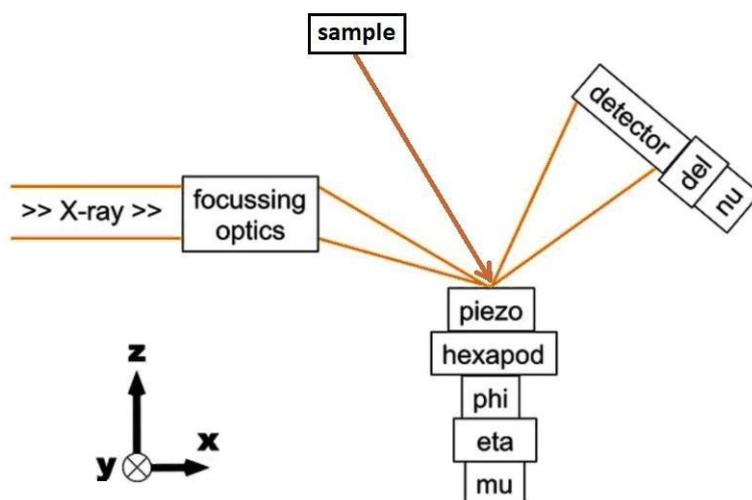


Рис. 1. Схематическое изображение установки и расположения образца

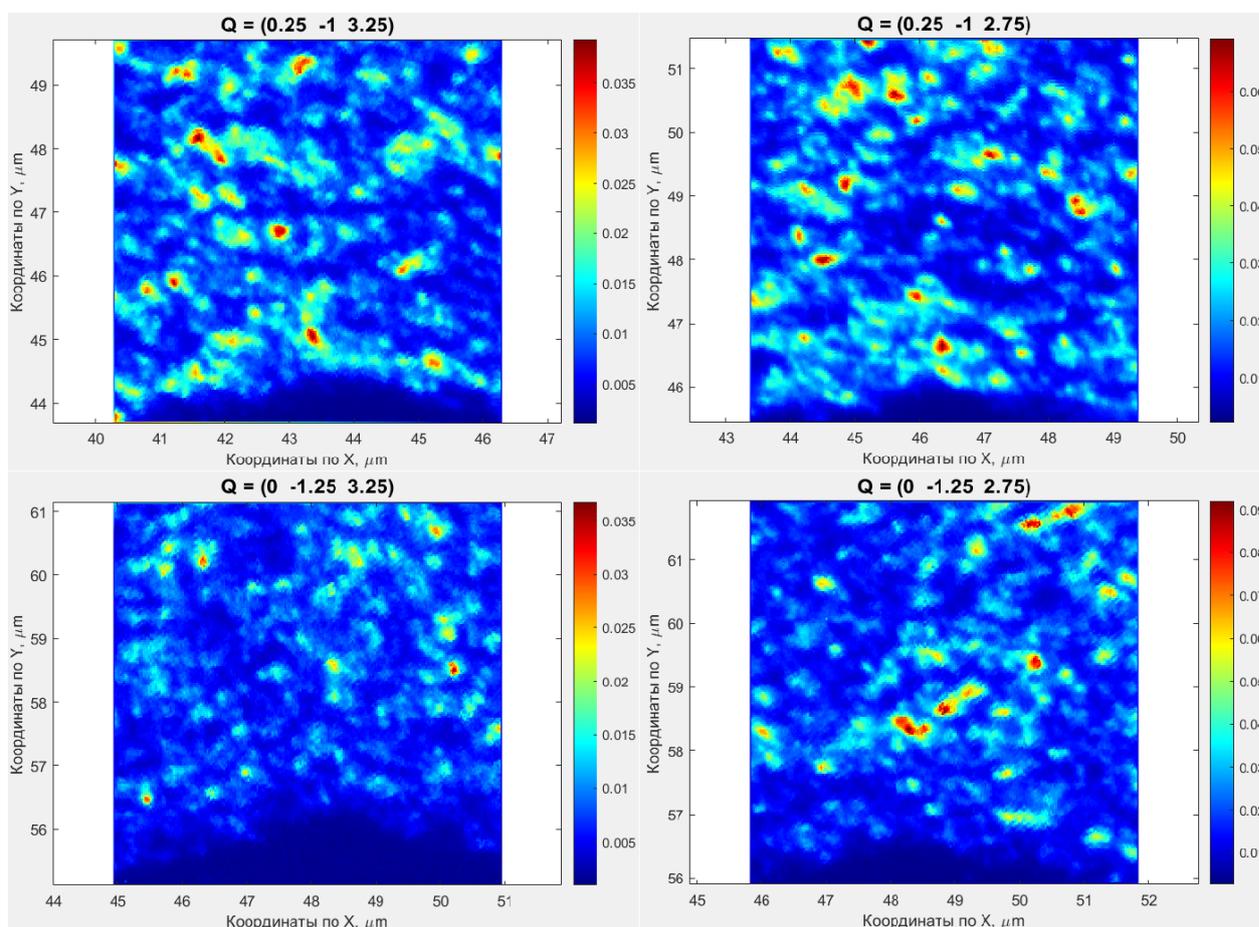


Рис. 2. Полученные сканы для четырех сверхструктурных рефлексов в тонкой пленке цирконата свинца. Область низкой интенсивности внизу каждого из распределений соответствует отверстию, при помощи которого осуществлено корректное совмещение координатных сеток различных распределений

Получен трехмерный набор данных – смещение образца по X, смещение образца по Y и распределение интенсивности в отснятой области.

На рис. 2 изображены различные сканы, соответствующие определенному значению волнового вектора \mathbf{Q} , который соединяет точку (0 0 0) с искомым брэгговским рефлексом в обратном пространстве и равняется $\mathbf{Q} = \mathbf{T} + \mathbf{q}$, где \mathbf{T} – вектор трансляции до родительского брэгговского рефлекса, \mathbf{q} – приведенный волновой вектор. Значения исследованных в работе \mathbf{Q} составляют: (0.25 -1 3.25), (0.25 -1 2.75), (0 -1.25 3.25) и (0 -1.25 2.75), каждый из которых соответствует одной доменной ориентации, присутствующих в пленке цирконата свинца указанной выше толщины. Каждая картина нормирована на квадрат структурного фактора, соответствующего исследуемому волновому вектору.

Поскольку центр образца не совпадал с центром оси вращения гониометра, при изменении параметров гониометра для наблюдения исследуемых \mathbf{Q} происходил сдвиг по координатам между полученными сканами. Для решения этой проблемы в образце было сделано отверстие для того, чтобы использовать его в качестве точки отсчета. Скан с $\mathbf{Q} = (0.25 -1 3.25)$ был использован в качестве референсного, остальные сдвигали относительно него, чтобы границы отверстий на всех сканах совпали. В настоящей работе предполагается, что каждый полученный скан соответствует одному виду пленочного нанодомена. Исходя из четырех возможных видов нанодоменов, при совместном анализе полученных сканов после компенсации сдвигов, результирующая картина должна быть полностью заполнена доменами без заметных падений значений интенсивности. На рис. 3 изображено суммирование сканов с учетом сдвигов.

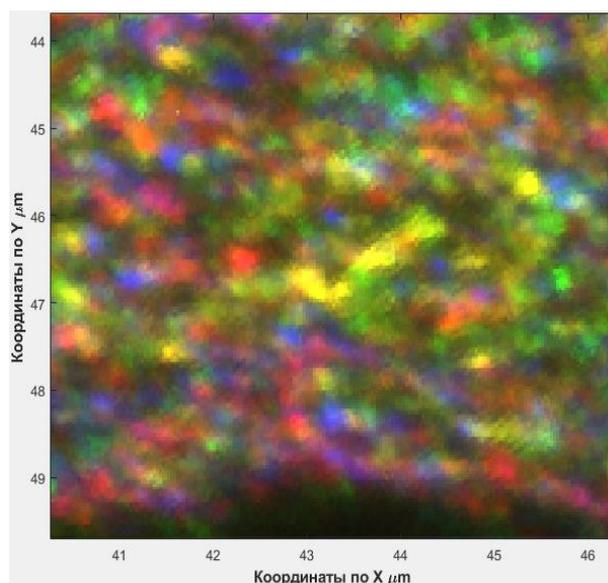


Рис. 3. Сумма четырех сканов, исследуемых в тонкой пленке цирконата свинца, учитывая компенсации сдвигов. Каждый цвет соответствует одному виду нанодомена: красный – $\mathbf{q} = (\frac{1}{4} \ 0 \ \frac{1}{4})$, зеленый – $\mathbf{q} = (0 \ -\frac{1}{4} \ \frac{1}{4})$, синий – $\mathbf{q} = (0 \ -\frac{1}{4} \ -\frac{1}{4})$, желтый – $\mathbf{q} = (\frac{1}{4} \ 0 \ -\frac{1}{4})$

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Нам удалось определить нанодоменную конфигурацию цирконата свинца посредством совместного анализа распределений интенсивности, соответствующих рефлексам, отвечающих исследуемым доменным ориентациям. Каждый скан получен путем смещения образца пьезодвигателями относительно тонкого рентгеновского пучка. Важным этапом в процессе выполнения этой задачи было восстановление векторов сдвига между сканированиями, вызванных существующим рассогласованием между центром оси вращения гониометра и центром образца. Доказательством правдивости метода было получение нанодоменной конфигурации, полностью заполненной исследуемыми доменами. Разработанный метод продемонстрировал свою эффективность при определении нанодоменной конфигурации тонких пленках цирконата свинца при комнатных температурах. Поскольку внешние

воздействия, такие как изменение температуры или приложение электрического поля, не оказывают существенного влияния на эффективность рентгеновской наноскопии, это открывает возможность изучения нанодоменной конфигурации при внешних возбуждениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 20-32-70215.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee K., Baik S. Ferroelastic domain structure and switching in epitaxial ferroelectric thin films // *Ann. Rev. Mater. Res.* – 2006. – V. 36. – P. 81-116.
2. Glazkova-Swedberg E, Cuzzo J. et al. Electrocaloric effect in PbZrO₃ thin films with antiferroelectric-ferroelectric phase competition // *Comput. Materials Science.* – 2017. – V. 129. – P. 44-48.
3. Wei X., Tagantsev A., Kvasov A. et al. Ferroelectric translational antiphase boundaries in nonpolar materials // *Nat. Commun.* – 2014. – V. 5. – P. 3031.
4. Norton D.P. Pulsed Laser Deposition of Complex materials: Progress Towards Applications // Eason R. (ed.) *Pulsed Laser Deposition of thin films. Applications-led growth of functional materials.* – Wiley, 2006. – 754 p.
5. Leake S.J., Chahine G.A., Djazouli H. et al. // *J. of Synchrotron Radiation.* – 2019. – URL: <http://scripts.iucr.org/cgi-bin/paper?S160057751900078X>. – (дата обращения: 03.11.2020).

УДК 538.913

А.Е. Ганжа, Г.А. Литягин, Р.Г. Бурковский
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИНДУЦИРОВАННАЯ ПОЛЕМ СТРУКТУРА В ПЛЕНКАХ PbZrO₃

Функциональные диэлектрики занимают значительную нишу в современной промышленности. Для широкого класса таких материалов практически значимые свойства определяются наличием структурных фазовых переходов. За счет переключения фаз в тонкопленочных гетероструктурах таких материалов можно реализовать ряд перспективных электромеханических, электрокалорических, энергозапасающих и запоминающих устройств [1–3].

Наиболее перспективные антисегнетоэлектрические (АСЭ) материалы, такие как PbZrO₃ и PbHfO₃, сильно отличаются от доступных проводящих подложек постоянной решетки, что приводит к релаксации решетки на масштабах, сопоставимых с толщиной пленки. Связанные с этим сильные деформации и дефекты приводят к резкой модификации свойств пленок. В частности – наблюдается размытие индуцированных полем фазовых переходов между сегнетоэлектрическими (СЭ) и АСЭ структурами.

В данной работе поставлен дифракционный эксперимент с одновременным приложением электрического поля напряженностью до 225 кВ/см к тонкопленочной гетероструктуре PbZrO₃(50 нм) / SrRuO₃(20 нм) / SrTiO₃ ориентированной по направлению (001). Эксперимент выполнен на монокристаллическом дифрактометре SuperNova (Rigaku Oxford Diffraction).

При слабых полях дифракция полностью совместима с одной из стандартных АСЭ фаз объемного PbZrO₃ [4]. Наблюдаемые сверхструктурные отражения соответствуют приведенным волновым векторам (далее – в псевдокубических координатах) $\mathbf{q} = (1/4, 1/4, 0)$ (Σ -точка) и $\mathbf{q} = (1/2, 1/2, 1/2)$ (R-точка). В соответствии с предыдущими исследованиями тонких пленок PbZrO₃ [5] присутствуют только те ориентации АСЭ домена, для которых \mathbf{q} имеет ненулевую компоненту вдоль нормали пленки.

Увеличение электрического поля приводит к появлению и постепенному увеличению отражений сверхструктуры, соответствующих приведенным волновым векторам $\mathbf{q} = (1/8, 1/8, 0)$ и $\mathbf{q} = (3/8, 3/8, 0)$. Эти типы отражений в PbZrO₃ ранее не наблюдались. В то же время

интенсивность отражения Σ -точки быстро уменьшается с ростом электрического поля. Пик R-точки, напротив, почти не зависит от поля. Это указывает на то, что подсистема наклонов кислородных октаэдров относительно не подвержена влиянию поля по сравнению со свинцово-ионной подсистемой.

Новые отражения указывают на появление новой фазы (X-фазы), которая увеличивает свою объемную долю при увеличении электрического поля. Чтобы определить его структуру, использовался следующий подход. Поскольку картина наклона кислородных октаэдров остается качественно такой же, размеры элементарной ячейки такие же, как в АСЭ структуре, за исключением параметра b (направленного вдоль волнового вектора модуляции), который увеличен в два раза (рис. 1).

Условия наблюдаемости пиков сверхструктуры указывают на то, что смещения свинца соответствуют поперечной волне, распространяющейся вдоль \mathbf{b} и поляризованной вдоль \mathbf{a} . Следовательно, указание средней структуры сводится к указанию восьми чисел, u_i , $i = 1..8$, которые соответствуют дифракционной картине. Чтобы упростить эту задачу, предполагается, что u_i принимает фиксированные значения $\pm u_{AFE}$, где $u_{AFE} \approx 0,28 \text{ \AA}$, или величину сдвигов в АСЭ фазе. Это предположение совместимо с известной тенденцией ионов свинца образовывать в таких кристаллах связи определенной длины с кислородом [6, 7].

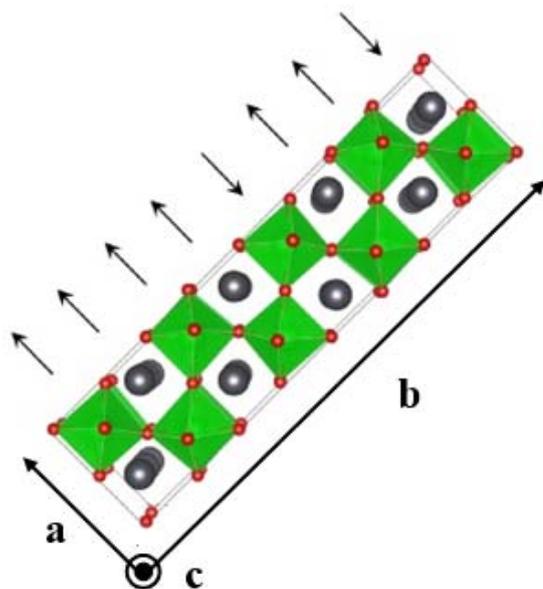


Рис. 1. Элементарная ячейка X-фазы и ее ориентация относительно интерфейсов пленки. Стрелками обозначены направления, в которых отдельные ионы свинца смещены. Предполагается, что величина смещений одинакова для всех ионов свинца и равна величине в АСЭ фазе

Исходя из вышеизложенных соображений, существует $2^8 = 256$ возможных конфигураций свинцовой подсистемы. Однако многие из них являются нерелевантными или избыточными.

Нужная структура определяется с помощью того факта, что она появляется под действием электрического поля и, следовательно, должна быть полярной и при этом удовлетворять экспериментальным данным, что справедливо только для структуры $\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow\downarrow\downarrow$ (рис. 1).

В сильных полях X-фаза занимает относительно большую долю объема пленки: около половины объема при $E = 225 \text{ кВ/см}$ (рис. 2). Чтобы рассчитать зависимость объемной доли от поля, необходимо было рассмотреть вклад каждой фазы в объем пленки.

Вклад в отражения при $\mathbf{q} = (1/8, 1/8, 0)$ и $\mathbf{q} = (3/8, 3/8, 0)$ дается только структурой X-фазы, в то время как вклад в $\mathbf{q} = (1/4, 1/4, 0)$ вносят и структура X-фазы, и АСЭ структура. Вклад каждой структуры пропорционален объемной доле структуры. Он следует линейной зависимости квадрата структурного фактора $|F|^2$ от объемной доли как для структуры X, так и для АСЭ структуры.

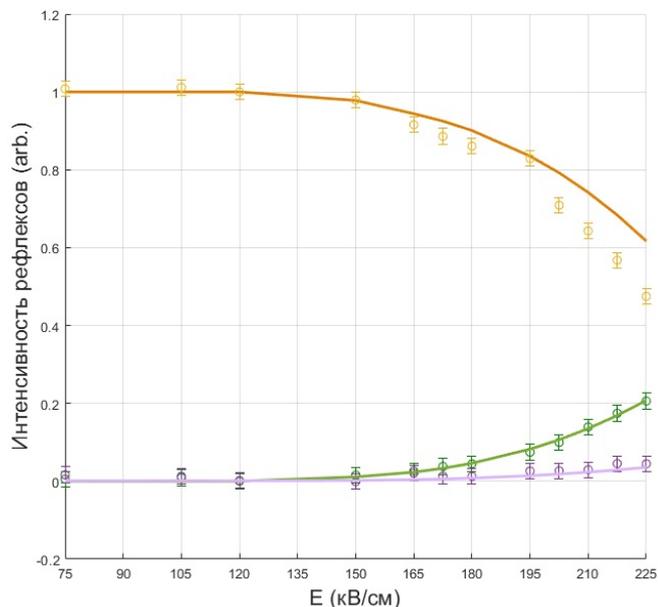


Рис. 2. Интенсивности различных сверхструктурных отражений и их моделирование. Оранжевая линия – сверхструктурные отражения с $\mathbf{q} = (1/4, 1/4, 0)$, зеленая – с $\mathbf{q} = (3/8, 3/8, 0)$, фиолетовая – с $\mathbf{q} = (1/8, 1/8, 0)$

По результатам работы можно сделать следующие выводы. X-фаза играет большую роль в размытии петель АСЭ двойного гистерезиса в пленках. Экспериментально известно, что начало поляризации, связанное с индуцированной полем СЭ фазой, происходит более плавно в тонких эпитаксиальных пленках [8–10] по сравнению с гораздо более резким переключением в объемном цирконате свинца ЦС [11] и более объемными толстыми пленками ЦС [12]. Таким образом, фаза X является ключевым фактором, ведущим к этому. Она имеет ненулевую поляризацию из-за своего сегнетоэлектрического характера, и ее постепенное формирование с увеличением поля должно привести к ускоренному (по сравнению с нормальным линейным диэлектрическим откликом) увеличению зарегистрированной поляризации до достижения критического поля.

Работа выполнена при финансировании РФФ (грант № 20-72-10126).

ЛИТЕРАТУРА

1. Vorotilov K., Sigov A. Ferroelectric memory // *Physics of the Solid State*. – 2012. – V. 54. – P. 894-899.
2. Zhang F., Zhang H., Krylyuk S. et al. Electric-field induced structural transition in vertical MoTe_2 - and $\text{Mo}_{1-x}\text{W}_x\text{Te}_2$ -based resistive memories // *Nature Mater.* – 2019. – V. 18. – P. 55-61.
3. Karthik J., Martin L. Effect of domain walls on the electrocaloric properties of $\text{Pb}(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ thin films // *Applied Physics Letters*. – 2011. – V. 99. – P. 032904 (1-3).
4. Whatmore R., Glazer A. Structural phase-transitions in lead zirconate // *J. Phys. C: Solid State Phys.* – 1979. – V. 12. – P. 1505-1519.
5. Lityagin G., Andronikova D., Bronwald I.A., Kniazeva M. et al. Intermediate phase with orthorhombic symmetry displacement patterns in epitaxial PbZrO_3 thin films at high temperatures // *Ferroelectrics*. – 2018. – V. 533. – N 1. – P. 26-34.

6. Teslic S., Egami T. Atomic structure of PbZrO_3 determined by pulsed neutron diffraction // *Acta Crystallographica Section B: Structural Science*. – 1998. – V. 54. – P. 750-765.
7. Bosak A., Svitlyk V., Arakcheeva A. et al. Incommensurate crystal structure of PbHfO_3 // *Acta Crystallographica Section B: Structural Science, Crystal Engineering and Materials*. – 2020. – V. 76. – N 1. – P. 7-12.
8. Gao R., Reyes-Lillo S.E., Xu R. et al. Ferroelectricity in $\text{Pb}(1+\delta)\text{ZrO}_3$ thin films // *Chemistry of Materials*. – 2017. – V. 29. – P. 6544-6551.
9. Chaudhuri A.R., Arredondo M., Hahnel A. et al. Epitaxial strain stabilization of a ferroelectric phase in PbZrO_3 thin films // *Phys. Rev. B*. – 2011. – V. 84. – P. 054112 (1-8).
10. Pintilie L., Vrejoiu I., Hesse D. et al. Ferroelectric polarization-leakage current relation in high quality epitaxial $\text{Pb}(\text{Zr}, \text{Ti})\text{O}_3$ films // *Phys. rev. B*. – 2007. – V. 75. – P. 104103 (1-14).
11. Shirane G., Sawaguchi E., Takagi Y. Dielectric properties of lead zirconate // *Phys. Rev.* – 1951. – V. 84. – P. 476-481.
12. Zhai J., Chen H. Direct current field and temperature dependent behaviors of antiferroelectric to ferroelectric switching in highly (100)-oriented PbZrO_3 thin films // *Applied physics letters*. – 2003. – V. 82. – N 16. – P. 2673-2675.

УДК 538.913

М.А. Князева, Г.А. Литягин, А.Е. Ганжа, Р.Г. Бурковский
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СТРУКТУРА ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ФАЗ В ТВЁРДОМ РАСТВОРЕ (1-x) PbHfO_3 - (x) PbSnO_3

Антисегнетоэлектрики (АСЭ) – класс материалов, открытых в 50-ых годах прошлого столетия и активно применяемых в разных сферах промышленности. Они примечательны тем, что при внешнем воздействии, будь то приложение внешнего электрического поля или нагрев, и переходе в низкосимметричную фазу некоторые группы атомов смещаются относительно своих положений равновесия в высокосимметричной фазе. При этом зависимость спонтанной поляризации от поля имеет вид двойных петель гистерезиса. Это свойство перспективно для применений в энергозапасающих приборах [1], элементах памяти на АСЭ доменных стенках [2] и приборах на основе электрокалорического эффекта [3].

Среди внешних воздействий, радикально изменяющих фазовые переходы в антисегнетоэлектриках, можно выделить приложение внешнего давления. Однако приложение внешнего гидростатического давления к АСЭ материалам в реальных устройствах с целью направленного влияния на их функциональные свойства технически затруднено. Из сравнительно легко доступных вариантов существуют только двухосное давление, которое можно получить за счет эпитаксиальной интеграции в виде тонких пленок. В случае же массивных материалов, похожих эффектов, как это представляется, можно добиться за счёт так называемого «химического давления» – введения в исследуемый кристалл различных допантов и изменения его стехиометрического состава, приводящего к эффектам, похожим на эффекты гидростатического давления. Химические замещения в АСЭ перовскитах могут приводить к очень сильной модификации свойств. Для ряда применений, таких как запасание энергии за счет индуцированного полем АСЭ-СЭ перехода [4], является актуальной модификация ионами с заполненной d-оболочкой, которые, как это предполагается, не усиливают сегнетоэлектрическую нестабильность. Недавно было показано, что допирование PbZrO_3 и PbHfO_3 ионами олова приводит к появлению новой промежуточной фазы, в которой не наблюдается резкого падения диэлектрической проницаемости, что указывает на несегнетоэлектрический характер нового фазового перехода [5]. На сегодняшний день, структура этих фаз неизвестна.

Целью данной работы является определение основных аспектов формирования модулированных фаз в твёрдом растворе $(1-x)\text{PbHfO}_3 - (x)\text{PbSnO}_3$, где $x = 0.3$. Для этого произведён анализ параметров порядка, обладающих различной симметрией и соответствующих разным точкам зоны Бриллюэна, предложено описание их взаимосвязи между собой.

Метод исследования. В данной работе приведены результаты, полученные с помощью методов монокристаллической дифракции и диффузного рассеяния. Метод монокристаллической дифракции включает в себя анализ сверхструктурных искажений, наблюдаемых в различных фазах кристалла. Поведение обобщенной восприимчивости по отношению к длинноволновым модуляциям было изучено методом диффузного рассеяния (ДР). Поскольку соответствующий сигнал проинтегрирован по энергии, интенсивность ДР пропорциональна Фурье-образу коррелятора мгновенных смещений, который, в свою очередь, пропорционален произведению соответствующей компоненты статической обобщенной восприимчивости и температуры: $IDiff \sim T\chi_{Stat}$ [6]. Посредством измерения температурных зависимостей диффузного рассеяния в этой области зоны Бриллюэна, можно оценить температурную зависимость обобщенной статической восприимчивости по отношению к длинноволновым модуляциям, что было использовано для выявления несоизмерной мягкой моды в одной из высокотемпературных фаз.

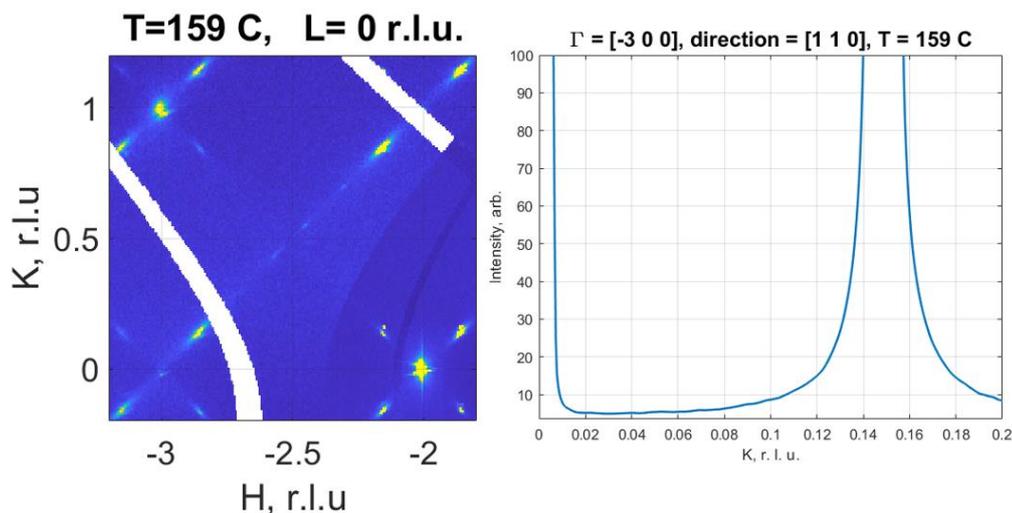


Рис. 1. Срез обратного пространства $\text{PbHfO}_3 + \text{Sn}$ плоскостью $(H K 0)$ и профиль интенсивности вдоль псевдокубического направления $[1 1 0]$ в HS фазе

В температурном диапазоне от 159°C до 171°C зафиксировано присутствие несоизмерной (НС) фазы. На рис. 1 изображён срез обратного пространства $\text{PbHfO}_3 + \text{Sn}$ плоскостью $(H K 0)$, а также профиль интенсивности вдоль псевдокубического направления $[1 1 0]$.

Эта фаза характеризуется смещениями атомов свинца вдоль направления $[1 1 0]$, что выражается в присутствии на срезе обратного пространства рефлексов в ΣF -позициях $(h+\xi f, k+\xi f, l)$, где $\xi f = 0.15$, фаза также характеризуется присутствием рефлексов в R-позициях. Этот результат согласуется с описанием фазы A2 недопированного гафната свинца как в нормальных условиях [7], так и в случае приложения гидростатического давления [8].

В диапазоне температур от 173°C до 195°C идентифицирована фаза, характеризующаяся, помимо рефлексов в R-позициях, температурнозависимым максимумом ДР в несоизмерной позиции. Данная фаза нехарактерна для чистого гафната свинца, однако похожая фаза обнаружена в случае приложения к гафнату свинца внешнего давления, начиная со значений $P > 1.15\text{ GPa}$ [8]. На рис. 2 приведён срез обратного пространства плоскостью $(H K 0)$ и набор

профилей интенсивностей вдоль направления $[1\ 1\ 0]$ для различных температур в диапазоне существования фазы.

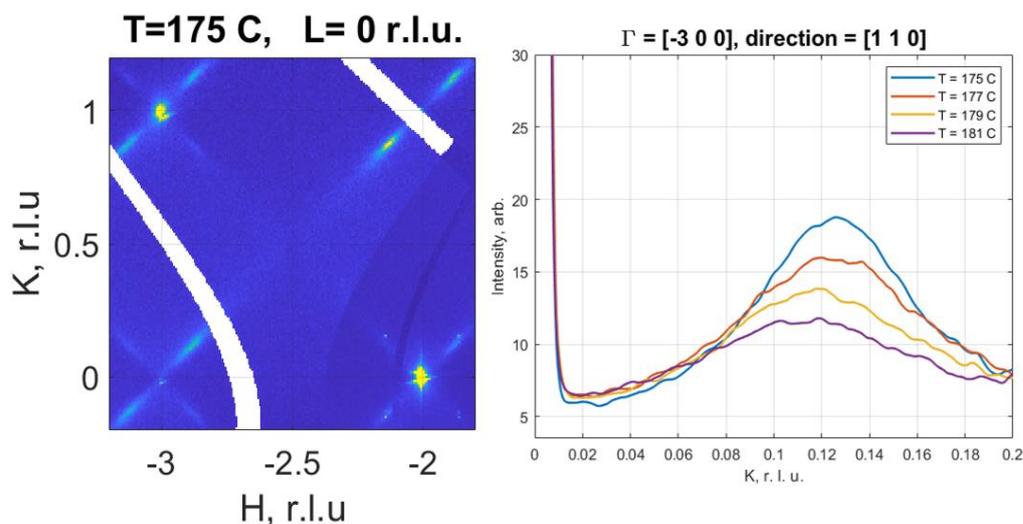


Рис. 2. Срез обратного пространства $\text{PbHfO}_3 + \text{Sn}$ плоскостью $(H\ K\ 0)$, а также профили интенсивности вдоль псевдокубического направления $[1\ 1\ 0]$ для фазы, характеризующейся максимумом ДР в НС позиции

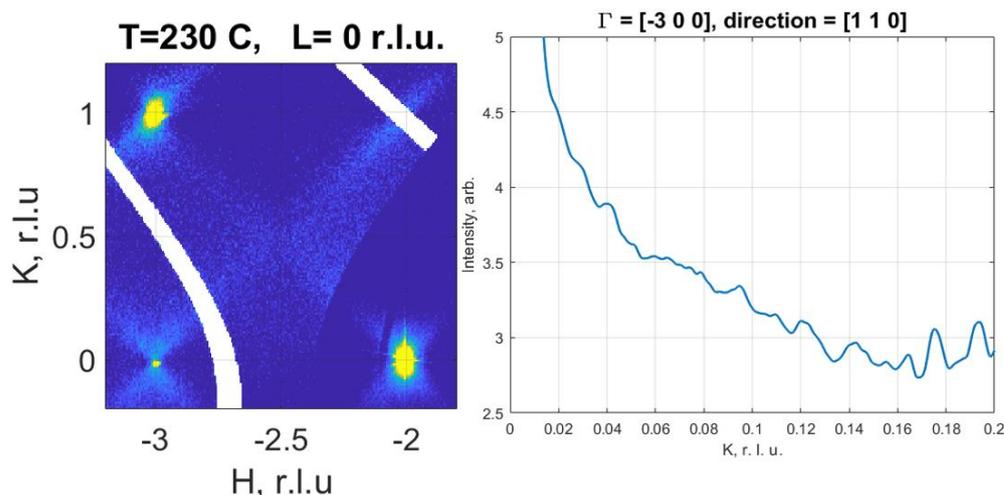


Рис. 3. Срез обратного пространства $\text{PbHfO}_3 + \text{Sn}$ плоскостью $(H\ K\ 0)$, а также профиль интенсивности вдоль псевдокубического направления $[1\ 1\ 0]$ для кубической фазы

В диапазоне температур от 195°C до 400°C наблюдается кубическая фаза, характеризующаяся ДР с максимумом в центре зоны Бриллюэна. На рис. 3 представлен срез обратного пространства плоскостью $(H\ K\ 0)$ и профиль интенсивности вдоль направления $[1\ 1\ 0]$.

Таким образом, в работе проведен качественный анализ картины фаз в $(1-x)\text{PbHfO}_3 - (x)\text{PbSnO}_3$ методами монокристаллической дифракции и диффузного рассеяния. Для данного вещества впервые зафиксировано присутствие промежуточной фазы, характеризующейся максимумом обобщенной восприимчивости в несимметричной позиции. Таким образом:

– допирование АСЭ кристалла атомами олова позволяет добиться таких же дифракционных картин, как и приложении внешнего гидростатического давления, однако данный способ модификации структуры кристалла гораздо легче реализуется на практике в случае проектирования и производства приборов;

– при сравнительном анализе методов химического и внешнего давлений установлено, что при методе приложения химического давления влияние в большей степени оказывается на свинцовую подсистему – это проявляется в том, что фаза, характеризующая диффузным рассеянием с максимумом в несоразмерной позиции, проявляется в большем диапазоне по температуре по сравнению со случаем приложения внешнего давления к гафнату свинца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 20-32-70215 и № 20-32-90176.

ЛИТЕРАТУРА

1. Xu B., Íñiguez J., Bellaiche L. Designing lead-free antiferroelectrics for energy storage // *Nature communications*. – 2017. – V. 8. – N 1. – P. 1-8.
2. Park M.H., Hwang C.S. Novel Applications of Antiferroelectrics and Relaxor Ferroelectrics: A Material's Point of View // *Ferroelectric-Gate Field Effect Transistor Memories*. – Springer, Dordrecht, 2016. – P. 295-310.
3. Rabe K.M. Antiferroelectricity in oxides: A reexamination // *Functional Metal Oxides*. – 2013. – P. 221-244.
4. Hao X. et al. A comprehensive review on the progress of lead zirconate-based antiferroelectric materials // *Progress in materials science*. – 2014. – V. 63. – P. 1-57.
5. Jankowska-Sumara I. Antiferroelectric phase transitions in single crystals PbZrO₃: Sn revisited // *Phase Transitions*. – 2014. – V. 87. – N 7. – P. 685-728.
6. Брус А., Каули Р. Структурные фазовые переходы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1984. – 408 с.
7. Fujishita H. et al. Structural modulations in the intermediate phase of antiferroelectric PbHfO₃ // *Journal of the Physical Society of Japan*. – 2018. – V. 87. – N 12. – P. 124603.
8. Knyazeva M.A., Andronikova D.A., Lityagin G.A., Bronwald I.A. et al. Phase Transitions in Lead Hafnate under High Pressure // *Physics of the Solid State*. – 2019. – V. 61. – N 10. – P. 1759-1765.

УДК 539.1.043

А.И. Стручков¹, А.И. Титов¹, К.В. Карабешкин², П.А. Карасев¹
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²АО Научно-производственное предприятие "ЭЛАР"

РАДИАЦИОННОЕ ПОВРЕЖДЕНИЕ GaN ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ И ЭНЕРГИЙ

Технология ионной имплантации в настоящее время играет ключевую роль в изготовлении почти всех видов полупроводниковых устройств. Широко применяется и имеет большие перспективы в будущем последовательная имплантация ионов различных типов/энергий. К примерам, иллюстрирующим применение последовательной имплантации на практике, относятся формирование заранее заданного распределения атомов примеси по глубине [1], комбинированное облучение ионами водорода и гелия с целью создания структуры SOI (silicon on insulator) технологией Smart-Cut [2, 3] и др.

Уже накоплен достаточно существенный объем данных по вопросу накопления радиационных повреждений в GaN при облучении одним типом ионов заданной энергии [4]. В частности, при бомбардировке легкими ионами важными особенностями образования устойчивых повреждений являются: бимодальный характер распределения дефектов по глубине с двумя максимумами (поверхностным максимумом дефектов – ПМД и объемным максимумом дефектов – ОМД), смещение ОМД вглубь по мере роста дозы ионов и насыщение величины ОМД по достижении им определенного уровня. ПМД возникает вследствие появления на поверхности мишени аморфного слоя, толщина которого увеличивается по мере накопления дозы ионов.

Нашей группой было исследовано накопление повреждений при последовательной имплантации в GaN ионов F различных энергий [5, 6]. Была обнаружена существенная

некоммутативность подобного облучения. В частности, при облучении ионами с энергиями (25 + 61 кэВ), достигнутый при имплантации ионов с энергией 25 кэВ уровень насыщения ОМД снова начинал расти при внедрении ионов с энергией 61 кэВ. Этот рост ОМД был весьма существенным. При обратном порядке облучения величина ОМД была такой же, как и при бомбардировке одними низкоэнергетичными ионами. Настоящая работа направлена на расширение и обобщение физических представлений о природе процессов, происходящих при последовательном облучении GaN ионами различных элементов и энергий.

Объектами исследования являлись эпитаксиальные слои n-GaN со структурой вюрцита, толщиной 2 мкм и ориентации (0001), выращенные по технологии MOVPE на сапфировой подложке в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Все облучения производились при комнатной температуре на ионном имплантере фирмы HVEE. Были проведены серии комбинированных облучений ионами фтора с энергиями 25 и 61 кэВ, фосфора с энергиями 40 и 115 кэВ, аргона с энергиями 53 и 155 кэВ в различных сочетаниях. Энергии ионов подбирались таким образом, чтобы максимумы генерации первичных дефектов совпадали для ионов разных типов как для меньшей, так и для большей энергии. Дозы облучения в работе указаны в DPA – числе смещений на атом. 1 DPA соответствует дозе частиц, при которой каждый атом мишени в области максимума потерь энергии тормозящихся ионов испытывает в среднем одно смещение из первоначального положения. Расчет величины DPA проводился с помощью программы TRIM (версия SRIM-2013) [7].

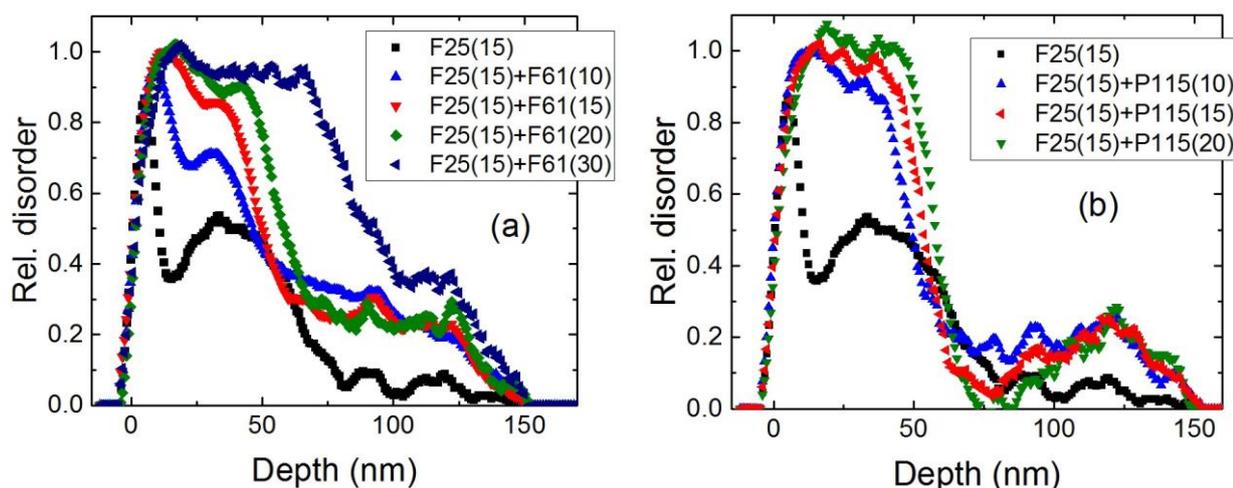


Рис. 1. Профили относительного разупорядочения решетки GaN по глубине после последовательного облучения (а) ионами фтора с энергиями 25 кэВ и 61 кэВ и (б) ионами фтора 25 кэВ и фосфора 115 кэВ до указанных доз

Для получения распределений нарушений по глубине на втором канале имплантера проводилась спектроскопия резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием (RBS/C). Для анализа использовались ионы $^4\text{H}^{++}$ 700 кэВ при угле рассеяния 103 градуса. Переход от энергетических спектров к профилям относительного разупорядочения по глубине осуществлялся по общепринятому методу, описанному в [8].

На рис. 1 представлены профили относительного разупорядочения для случая, когда образец облучался сначала ионами фтора 25 кэВ, а затем ионами либо фтора 61 кэВ, либо фосфора 115 кэВ. Как видно, для обоих случаев уровень разупорядочения ОМД, сформированный при облучении только фтором 25 кэВ, продолжает расти выше уровня насыщения и практически до состояния аморфизации (до полной аморфизации для ионов фосфора). Такое поведение является ожидаемым и соответствует физическим представлениям, выработанным в [5].

Тем не менее, как видно из рис. 2, в случае, когда первый этап облучения производился не ионами фтора, дооблучение ионами большей энергии влечет совершенно другое изменение разупорядочения. Вместо роста объемного максимума наблюдается его «проседание», причем тем большее, чем выше накопленная доза повторного облучения. Картина, подобная представленным на рис. 2, наблюдалась и для случая облучения ионами P 40 кэВ + F 61 кэВ. Можно предположить, что драматическое различие в характере изменения концентрации дефектов структуры в ОМД, сформированном на первом этапе ионами фтора или другими типами ионов, связано именно с присутствием в первом случае внедренных, химически активных атомов фтора. Уточнение природы данного явления, конечно, требует дальнейших дополнительных исследований.

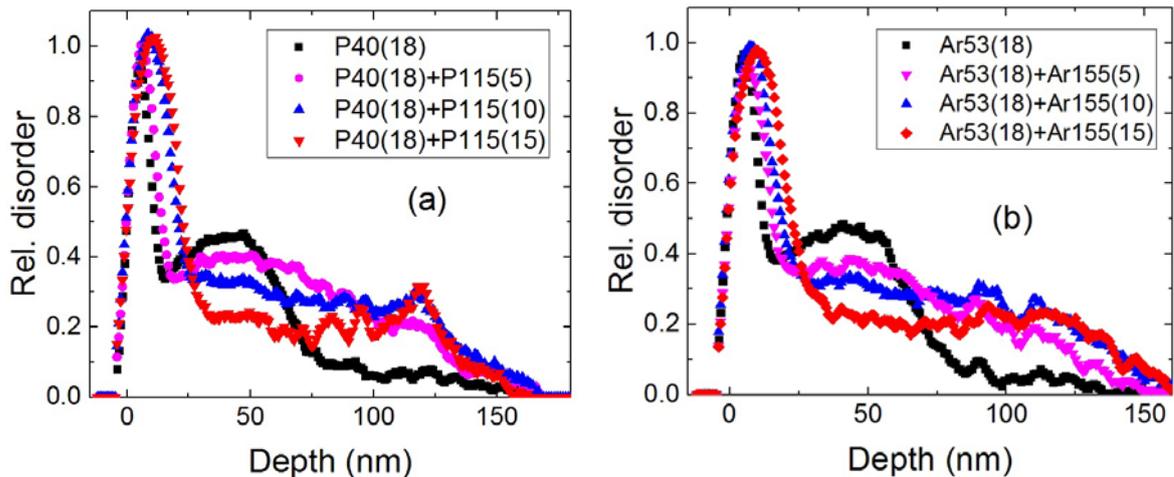


Рис. 2. Профили относительного разупорядочения решетки GaN по глубине после последовательного облучения (а) ионами фосфора с энергиями 40 и 115 кэВ и (б) ионами аргона с энергиями 53 и 155 кэВ до указанных доз

Таким образом, нами было исследовано накопление устойчивых повреждений в GaN при последовательной имплантации ионов различных энергий и типов при комнатной температуре. Установлено, что в случае, когда первичное разупорядочение образовано с помощью ионов фтора, дооблучение приводит к росту разупорядочения в объемном максимуме дефектов сверх уровня насыщения, вплоть до состояния полной аморфизации материала. Однако, если первичное повреждение создавалось другими типами ионов, то разупорядочение не растет, и, напротив, несколько уменьшается, то есть имеет место радиационно-стимулированный отжиг.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-08-01213.

ЛИТЕРАТУРА

1. Taube A., Kaminska E., Kozubal M. et al. // *Phys. Status Solidi A.* – 2015. – V. 212. – N 5. – P. 1162-1169.
2. Duo X., Liu W., Zhang M. et al. // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 2001. – V. 34. – P. 477.
3. Daghbouj N., Cherkashin N., Darras F.-X. // *J. Appl. Phys.* – 2016. – V. 119. – P. 135308.
4. Kucheyev S.O., Williams J.S., Pearton S.J. // *Mater. Science and Engineering.* – 2001. – V. 33. – P. 51-107.
5. Titov A.I., Karaseov P.A., Karabeshkin K.V., Struchkov A.I. // *Vacuum.* – 2020. – V. 173. – P. 109149.
6. Стручков А.И., Титов А.И., Карасев П.А. // *Неделя Науки СПбПУ (19–24 ноября 2018): ИФНиТ.* – 2018. – С. 207-209.
7. Ziegler J.F. TRIM code. URL: <http://www.srim.org>.
8. Schmid K. // *Radiation Effects.* – 1973. – V. 17: 3-4. – P. 201-207.

ПЛАЗМЕННО-ИОННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ДВИГАТЕЛЬ
С АВТОМАТИЧЕСКИМ УПРАВЛЕНИЕМ

В последние годы активность в освоении космоса стремительно растет. Происходит переход от одиночных запусков орбитальных спутников к сотням запусков в год. Ускоренное движение ракетных космических аппаратов в вакуумном пространстве обеспечивают ионно-плазменные электрические ракетные двигатели (ЭРД) [1, 2]. В таких двигателях на начальном этапе осуществляется ионизация потока частиц рабочего тела и ускорение ионов с помощью электрического поля. Ускоренные ионы нейтрализуются на выходе из ускорителя с последующим свободным расширением потока нейтральных частиц в вакуумное пространство. Традиционно основным расходуемым топливом ЭРД является ксенон, преимуществами которого являются химическая инертность и относительно большая атомная масса. Однако ксенон имеет высокую стоимость, его запасы на Земле ограничены. Необходимо создание эффективных двигателей нового поколения с альтернативным топливом, сочетающих простую, надежную и долговечную конструкцию с более приемлемой стоимостью. Рост группировок космических аппаратов требует совершенствования систем автоматического бортового и дистанционного телекоммуникационного управления полетом [3, 4]. В современных системах работа ЭРД управляется удаленными командами из наземного центра. Бортовая система сбора данных обеспечивает обратную передачу информационного сигнала, который содержит данные о работе двигателя. Поскольку каждый параметр сигнала в отдельности не дает полного представления о работе ЭРД, все параметры должны быть измерены и логически объединены. Это сложная задача, которая может быть связана с некоторыми ошибками и ложными сигналами.

Поиск новой конструкции ЭРД и альтернативного топлива требует проведения исследований физических процессов на борту аппарата. Цель, решаемая в данной работе – описание бортового модуля, сочетающего в себе ионный двигатель с бортовой автоматической системой и дистанционным телекоммуникационным управлением. Используется компьютерное моделирование для оптимизации плазменно-ионного ЭРД с автоматическим контролем режима его работы.

Конструкция ЭРД, траектории ионных и электронных пучков, их параметры и индуцированный электрический заряд были рассчитаны с помощью программных пакетов Computer Science Technology Studio – Particle studio (далее CST) и COMSOL Multiphysics (далее COMSOL). Пакет CST был адаптирован для нашей задачи и применен в сочетании с разработанным алгоритмом расчета механических параметров [5, 6]. Пакет COMSOL был использован для моделирования процессов нейтрализации и фоторегистрации в ионных двигателях [7]. Пакет CST предусматривает детальный анализ ионных траекторий в неоднородных полях с учетом объемного заряда, образующегося в ходе движения потока заряженных частиц. В известных публикациях расчеты ионно-механических процессов в ускорительном зазоре ионно-плазменного двигателя не выполнялись, а сила тяги определялась формально только импульсом факела. При этом не анализировались основные процессы создания механической силы тяги. В данной работе основной пакет был дополнен алгоритмом анализа механических характеристик. При моделировании процессов с использованием программы COMSOL были заданы геометрия, концентрация примесей, напряжение на электродах структуры PIN-фотодиода.

Ионный ток в ЭРД не является величиной, напрямую связанной с силой тяги F . Значение силы тяги двигателя можно характеризовать параметрами плазмы, которая формируется в области нейтрализации. Предлагается принять и рассматривать интенсивность электромагнитного излучения от ЭРД в качестве необходимого управляющего параметра, действующего в быстром масштабе времени [Патент РФ № 2726152 от 09.12.2019]. Для мониторинга процессов и управления работой ЭРД мы теоретически рассмотрели бортовую дистанционную телекоммуникационную систему и систему автоматического управления системой слежения, которые включают петлю обратной связи с сигналом, генерируемым самим ЭРД. Принцип построения такой системы требует измерения и введения интегрального параметра, регулирующего управляющий сигнал в контуре обратной связи. Регулирующий параметр пропорционален измеряемой силе тяги F , и создает сигнал ошибки при отклонении режима работы ЭРД от номинала. Уравнения показывают, что управляющий сигнал пропорционален силе тяги $F(t)$:

$$S(\omega, t) = \frac{k \eta_{rad}}{\eta_n \eta_m} \sqrt{\frac{e}{2\mu_i U}} \cdot F(t) = \text{const} \cdot F(t), \quad (1)$$

где η_m – коэффициент, определяющий эффективность ионизации нейтрального потока рабочего вещества, η_n – коэффициент, определяющий эффективность нейтрализации ионизированного потока рабочего вещества, $\eta_{rad}(\omega)$ – частотно-зависимая константа эффективности излучения, определяющая эффективность нейтрализации ионного тока как основного источника излучения.

Сигнал $S(\omega, t)$ является результатом флуктуаций значений всех параметров: вакуумных условий, температуры, напряжения источника электропитания, потока рабочего тела и его ионизации, потерь частиц в ускорителе, нестабильности нейтрализующего заряда.

Соотношение (1) означает, что сигнал $S(\omega, t)$ может быть использован как сигнал управления силой тяги $F(t)$ в системе дистанционной связи и бортовой автоматики.

На рис. 1 представлена упрощенная схема ионного двигателя, содержащего бортовую замкнутую систему управления с автоматической обратной связью.

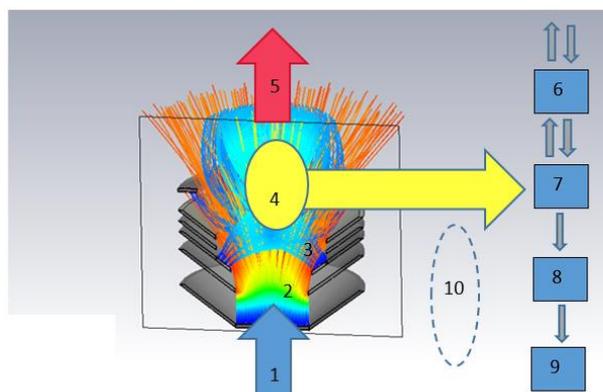


Рис. 1. Схематическое изображение бортового плазменно-ионного электрического двигателя с системой автоматического управления, 1 – поток рабочего вещества, 2 – ионы, 3 – электроны, 4 – световой поток, 5 – факел нейтральных частиц, 6 – сигнал телекоммуникационного канала, 7 – фотоприемник, 8 – модулятор, 9 – управляемые источники питания, 10 – замкнутая цепь обратной связи

Используемый в качестве фотоприемника кремниевый динамический PIN-диод с захватываемыми в ловушку носителями заряда и встроенным потенциальным барьером, создаваемым контролируемой затвором областью обеднения, является устройством,

обладающим отношением сигнал/шум, $SNR > 1$, высокой чувствительностью (рис. 2) в диапазоне волн 400–700 нм [8, 9].

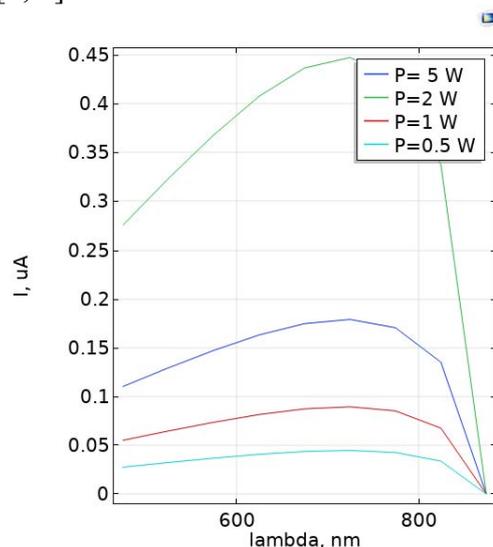


Рис. 2. Спектральная чувствительность интегрирующего фотодиода, вычисленная с помощью компьютерного пакета COMSOL

Выходной аналоговый сигнал пропорционален поглощенной энергии излучения, то есть дозе облучения. Такой интегрирующий прибор обладает рядом преимуществ при использовании в бортовой аппаратуре.

Разработанные методы компьютерного моделирования с использованием адаптированных пакетов CST и COMSOL могут быть использованы для исследования фотосенсорных, электронных, ионных и ионно-плазменных процессов в ЭРД космических аппаратов. Обобщенный метод компьютерного моделирования с использованием пакетов CST и COMSOL представляется полезным при разработке ЭРД, в том числе работающих на альтернативном топливе, и их управления с помощью бортовой автоматической системы сбора данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Levchenko I., Bazaka K., Ding Y., Raitsev Y. et al. Space micropropulsion systems for Cubesats and small satellites: From proximate targets to furthestmost frontiers // *Applied Physics Reviews*. – 2018. – V. 5. – N 1. – P. 011104.
2. Levchenko I., Xu S., Mazouffre S., Lev D. et al. Perspectives, frontiers, and new horizons for plasma-based space electric propulsion // *Physics of Plasmas*. – 2020. – V. 27. – N 2. – P. 020601.
3. Kawabata Y., Kawakatsu Y. On-board Orbit Determination using Sun Sensor and Optical Navigation Camera for Deep-Space Missions // *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan*. 2017. – V. 15. – P. 13-19.
4. Hufenbach B., Habinc S., Vuilleumier P. Space Applications for Smart Sensors // *European Space Agency*. – 1999. – P. 9-16.
5. Дюбо Д.Б., Цыбин О.Ю. Компьютерная модель ускорителя ионов с контактной ионизацией для электроракетных двигателей космических летательных аппаратов // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. – 2020. – Т. 13. – № 1. – С. 78-91.
6. CST studio suite charged particle simulation // [ru.scribd.com](https://ru.scribd.com/document/410767859/CST-STUDIO-SUITE-Charged-Particle-Simulation-pdf). – 2019. – URL: <https://ru.scribd.com/document/410767859/CST-STUDIO-SUITE-Charged-Particle-Simulation-pdf>. – (дата обращения: 20.10.2012).
7. Dyubo D., Tsybin O.Y. Nano communication device with an embedded molecular film: electromagnetic signals integration with dynamic operation photodetector // *Lecture Notes in Computer Science*. – 2017. – V. 10531 LNCS. – P. 206-213.

8. Sallin D.A low-voltage CMOS-compatible time-domain photodetector, device & front end electronics. – PhD Thesis 6869. EPFL, Lausanne, Switzerland, 2015.

9. Okhonin S., Gureev M., Sallin D., Appel J., Koukab A., Kvasov A., Pastre M., Polzik E.S., Tagantsev A. K., Uddegard F., Kayal M. A dynamic operation of a PIN photodiode // Applied Physics Letters. – 2015. – V. 106. – P. 031115.

УДК 537.533: 537.534

Т.И. Пиньковская, Н.К. Краснова
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ПРИМЕНЕНИЕ ОДНОРОДНОГО ПО Л. ЭЙЛЕРУ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭНЕРГО- И МАСС-АНАЛИЗЕ

Энерго- и масс-анализ – это диагностические методы исследования и идентификации вещества, которые используются в различных областях науки, производства, технологических процессах. Основным элементом для осуществления такого анализа является диспергирующий элемент, главная задача которого – селективировать потоки заряженных частиц по какому-либо параметру, например, энергии или массе. Поэтому такие устройства, фиксирующие энергетические, угловые или массовые спектры вторичных частиц и обладающие при этом расширенными возможностями по сравнению с существующими приборами, представляют большой интерес для изучения.

Данное исследование посвящено моделированию сред на основе неоднородного магнитного поля особого класса – однородного по Л. Эйлеру, поскольку использование неоднородного магнитного поля улучшает фокусирующие свойства анализатора, а, следовательно, и его разрешение по энергии.

Целью работы явилось изучение фокусирующих и селектирующих свойств однородного по Л. Эйлеру магнитного поля и его приложения в энерго- и масс-анализе. Для решения этой задачи было проведено моделирование движения электронного и ионного пучков в выбранной полевой структуре и рассчитаны основные параметры.

Для исследования движения заряженных частиц выберем однородное по Л. Эйлеру поле согласно теории [1], разработанной в лаборатории корпускулярной оптики. В таких полях обеспечивается разделение потока заряженных частиц по «струйкам», где каждый пучок объединяет частицы одной энергии или массы, поэтому они являются удобным средством для реализации электронно- и ионно-оптических спектрографических систем.

Однородные по Л. Эйлеру функции характеризуются следующим тождеством:

$$F(\lambda x, \lambda y, \lambda z) = \lambda^k F(x, y, z), \quad (1)$$

где λ – постоянная, k – степень однородности.

Рассматриваемая область пространства, где движутся заряженные частицы, свободна от магнитов, катушек с током и каких-либо намагниченных объектов, поэтому можем выразить магнитное поле через скалярный магнитный потенциал [2]:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = -\text{grad } \varphi(x, y, z). \quad (2)$$

Если скалярный магнитный потенциал $\varphi(x, y, z)$ есть однородная по Л. Эйлеру функция, удовлетворяющая тождеству (1), то, согласно формуле (2), и магнитное поле также будет обладать свойством однородности по Л. Эйлеру с показателем однородности на единицу меньше $k-1$:

$$B(\lambda x, \lambda y, \lambda z) = \lambda^{k-1} B(x, y, z).$$

В моделированиях и во всех результатах, приведённых ниже, воспользуемся безразмерной моделью движения [1, 3].

Будем изучать движение частиц в магнитном поле, скалярный магнитный потенциал которого относится к классу однородных по Эйлеру функций:

$$\varphi(x, y, z) = (y^2 + z^2) \cdot \sin(2 \operatorname{arctg}(z/y)) \cdot x. \quad (3)$$

Выберем в качестве источника электронный пучок. Подобрать путём многочисленных моделирований координаты в начальный момент времени $x(0) = 0, y(0) = 0.5, z(0) = 0$, и диапазоны по энергии W и углу θ , получаем картины траекторий движения электронов, изображённые на рис. 1.

Как и ожидалось, электронный пучок разделится на моноэнергетические «струйки», и у нас осуществляется спектрографический режим. В этом режиме оценим размер пятна каждого отдельного пучка и разрешение по энергии. Плоскость $y = 1.4$ зададим как выходную и построим графики зависимости размера пятна на этой плоскости от энергии для обоих случаев (рис. 2). Значения разрешения r по энергии представлены в табл. 1, 2.

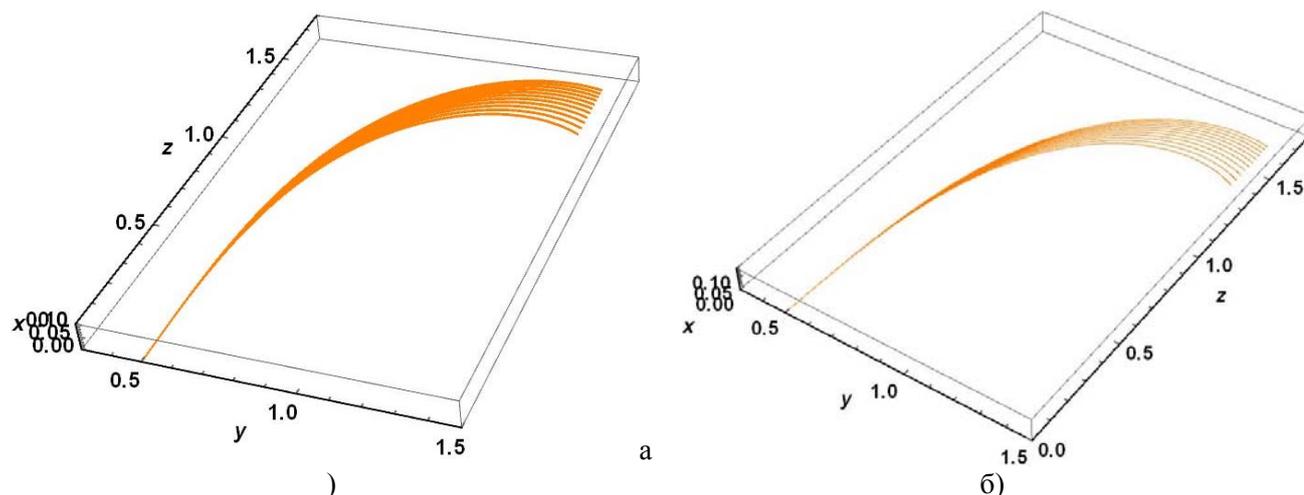


Рис. 1. Траектории движения электронов. а) $W: 1.1-2.1$ с шагом 0.1 ; $\theta: 1^\circ-10^\circ$ с шагом 1 ; б) $W: 1.1-2.1$ с шагом 0.1 ; $\theta: 90^\circ-100^\circ$ с шагом 1

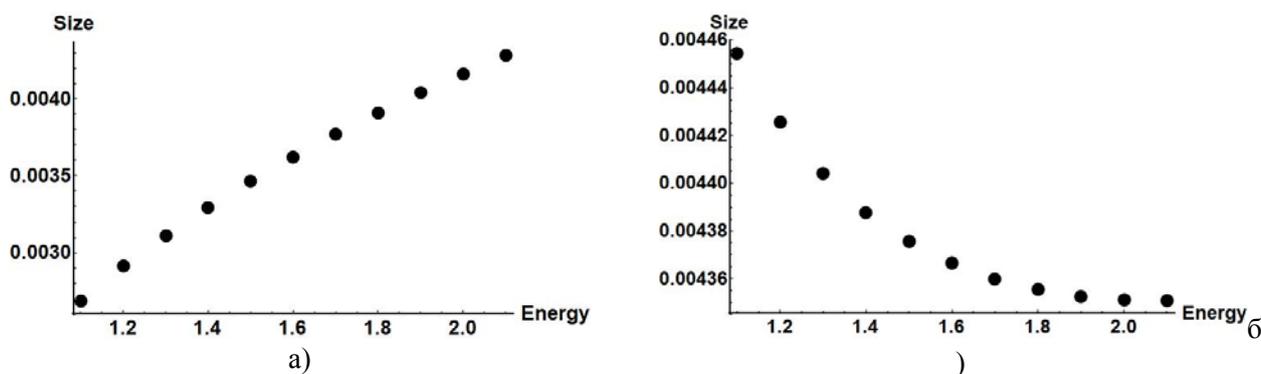


Рис. 2. График зависимости размера пятна от энергии. а) $W: 1.1-2.1$; $\theta: 1^\circ-10^\circ$; б) $W: 1.1-2.1$; $\theta: 90^\circ-100^\circ$

Таблица 1. Значения разрешения по энергии для диапазонов $W: 1.1-2.1$; $\theta: 1^\circ-10^\circ$

W	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1
$r, \%$	0.63	0.74	0.87	0.94	1	1.05

Таблица 2. Значения разрешения по энергии для диапазонов $W: 1.1-2.1$; $\theta: 90^\circ-100^\circ$

W	1.1	1.3	1.5	1.7	1.9	2.1
$r, \%$	0.06	0.07	0.08	0.09	0.09	0.1

Поскольку в реальности источник имеет конечные размеры, мы провели моделирование протяжённого по координате y источника длиной 0.001 для обоих

диапазонов углов θ . Спектрографический режим сохраняется, моноэнергетические электронные пучки так же хорошо разрешаются по энергии. Размеры пятен на выходной плоскости увеличились в среднем на 20% для углового диапазона $1-10^\circ$ и на 3% для $90-100^\circ$, характер зависимости размера пятна от энергии остался прежним.

Теперь рассмотрим ионный источник. Будем изучать движение ионов в том же магнитном поле, которое задаётся скалярным магнитным потенциалом (3). Точку старта не меняем. Подобрать путём многочисленных моделирований диапазоны по энергии W и углу θ , получаем картины траекторий движения ионов, изображённые на рис. 3а. Относительные массы μ в безразмерных единицах равны 50, 100, 150. Из рис. 3а видно, что поле разделяет потоки и по массам, и по энергии.

Таким образом, выбранное однородное по Л. Эйлеру магнитное поле можно использовать одновременно и для энергоанализа ионов, и для селекции ионов по массам, но разрешение по массе весьма мало.

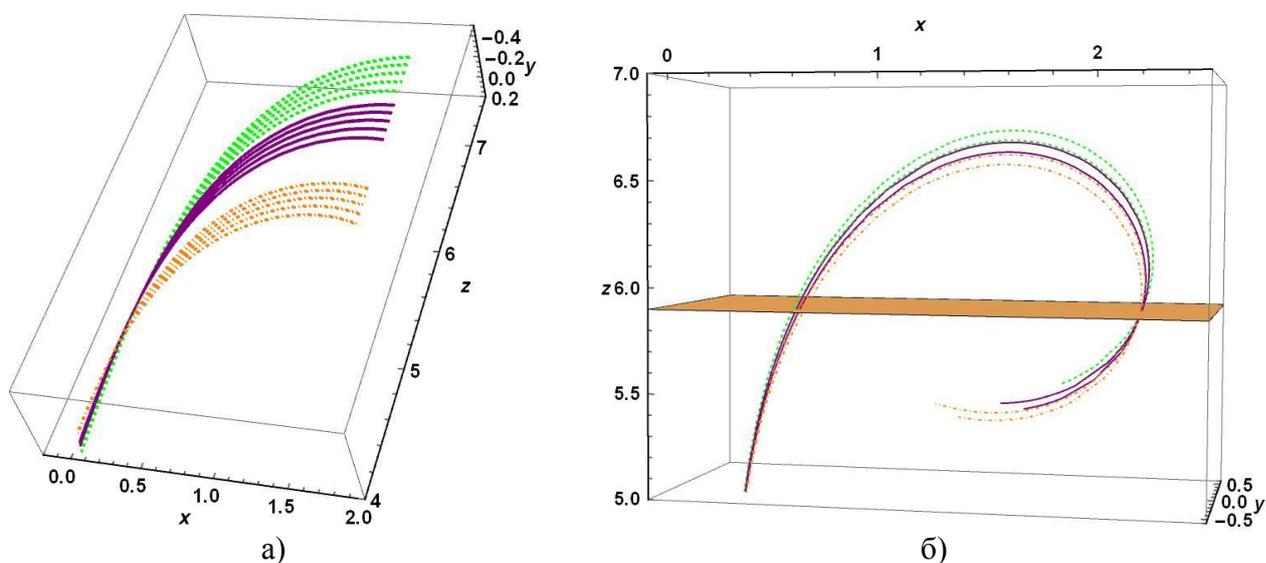


Рис. 3. Траектории движения ионов. а) $W: 1.2-1.6$ с шагом 0.1 ; $\theta: 1^\circ - 10^\circ$ с шагом 1 ; $\mu: 50$ – штрихпунктир, 100 – сплошная линия, 150 – пунктир; б) $\theta = 5^\circ$; $W: 1.2, 1.25$; $\mu: 95$ – штрихпунктир, 100 – сплошная линия, 105 – пунктир

На рис. 3б представлен пример режима, когда разброс по энергии мал, и за счёт этого мы получаем лучшее разрешение по массе. Начальные условия таковы: точку старта сохраняем, $\theta = 5^\circ$, $W [1.2 - 1.25]$, относительные массы ионов μ равны 95, 100, и 105. Выбираем выходную плоскость z , где пучок фокусируется. Если увеличить область пересечения пучка с плоскостью, то видно, что ионы разных масс пространственно разрешены. На выходную плоскость они приходят практически одновременно.

Таким образом, представленное однородное по Л. Эйлеру магнитное поле позволяет реализовать спектрографическую среду для энергоанализа электронов, где можно подобрать такой диапазон энергий и углов, что разрешение по энергии будет лучше 0.1% , и это является весьма перспективным в аналитическом приборостроении.

Также данное поле можно использовать для того, чтобы реализовать режим масс спектрографа и вариант устройства с совместной регистрацией энерго- и масс-спектров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Голиков Ю.К., Краснова Н.К. Теория синтеза электростатических энергоанализаторов. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та., 2010. – 409 с.

2. Бердников А.С., Аверин И.А., Краснова Н.К., Соловьёв К.В. Общие формулы для трёхмерных электрических и магнитных потенциалов, однородных по Эйлеру с целочисленным порядком однородности // Научное приборостроение. – 2016. – Т. 26. – № 4. – С. 13-30.

3. Голиков Ю.К., Уткин К.Г., Чепарухин В.В. Расчет элементов электростатических электронно-оптических систем. Учебное пособие. – Ленинград: Издательство ЛПИ, 1984. – 80 с.

УДК 537.534.3:621.384.8(075.8)

Е.А. Ткач¹, К.В. Соловьёв^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Институт аналитического приборостроения РАН, Санкт-Петербург

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ КОНЕЧНОЭЛЕМЕНТНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ИОННОЙ ЛОВУШКИ С ИДЕАЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Математическое моделирование [1] является в настоящее время необходимым обеспечением решения практических задач электронной и ионной оптики. Указанные задачи полностью обоснованы теоретически, базируются на сравнительно малом количестве относительно простых уравнений. Для их решения можно использовать как традиционные узко ориентированные средства (напр., пакет SIMION [2]), так и программы более широкого профиля, в том числе универсальные пакеты (например, CST Studio [3], ANSYS [4] и COMSOL Multiphysics [5]). Существенной проблемой, возникающей в процессе численного моделирования корпускулярно-оптических систем в ходе проектирования современной спектроаналитической аппаратуры, является необходимость обеспечения чрезвычайно высокой точности расчетов, не требующейся в большинстве инженерных приложений, а, следовательно, априори не заложенной в стандартных настройках большинства доступных программных продуктов и сред. В этой связи в качестве первого этапа тестирования любого пакета на предмет его пригодности для решения интересующего авторов класса задач является проверка возможности обеспечить в нем заданную точность результата.

Имеется большое количество точно решаемых задач ионной оптики, способных быть тестовыми для проверки любого наперед заданного пакета. Мы, занимаясь на данный момент проблемами времяпролетной масс-спектрометрии, будем использовать в качестве тестовой задачи идеализированное поле масс-анализатора Орбитреп, имеющее вид [6]

$$\varphi(z, r) = V \frac{k}{2} \left(z^2 - \frac{r^2}{2} + r_m^2 \ln \frac{r}{r_m} \right), \quad (1)$$

где r_m и k – геометрические параметры, а V – напряжение между электродами. Особенностью данного поля, делающего его незаменимым в качестве тестового, является обеспечение в нем гармонических колебаний ионов по координате z

$$z(t) = z_0 \cos \omega t + \frac{\dot{z}_0}{\omega} \sin \omega t, \quad \omega = \sqrt{\frac{qkV}{m}}, \quad (2)$$

являющихся необходимым условием одномерной идеальной пространственно-временной фокусировки пучка – базового принципа работы Обитрепа. В (2) q , m – заряд и масса иона, z_0 , \dot{z}_0 – его начальные координата и скорость. Идеальная пространственно-временная фокусировка ионов в квадратичных по одной из координат полях была открыта профессором кафедры физической электроники Политехнического университета Ю.К. Голиковым и запатентована применительно к времяпролетной масс-спектрометрии в 1985 году [7].

В качестве средства расчета (объекта исследования) авторами был выбран пакет COMSOL Multiphysics [5], позволяющий провести численное решение задачи Дирихле для поля (1) с последующей трассировкой луча (определением траектории иона). Сравнение

проекция рассчитанной траектории на ось z с теоретической зависимостью координаты от времени (2) позволяет оценить точность полученных результатов.

Пакет COMSOL Multiphysics является универсальной средой численного моделирования, позволяющей совмещать задачи различной физической природы. Для расчетов в области оптики ионных пучков интересны возможности пакета с точки зрения моделирования электрических (как стационарных, так и нестационарных) и магнитных (стационарных) полей, трассировка пучка заряженных частиц, учет пространственного заряда пучка, учет эффектов вторичной электронной эмиссии. Для задач высокоточной ионной оптики интересны преимущественно точность расчета полей и траекторий ионов.

По имеющейся на данном этапе информации COMSOL предоставляет следующие возможности численного расчета электростатического поля (1):

- решение общей трехмерной задачи методом конечных элементов;
- решение осесимметричной задачи методом конечных элементов;
- решение общей трехмерной задачи методом граничных элементов.

Первый вариант, который только и был на данный момент рассмотрен, наиболее трудоемкий и, видимо, дает наименее точный результат. С другой стороны, он обеспечивает универсальный подход, в том числе позволяя учесть конструктивные особенности ловушки, приводящие к отклонениям [6] от идеального поля (1).

В ходе решения задачи использовалась возможность точного указания границы исследуемой области в виде параметрических выражений. Результат расчета поля приведен на рис. 1.

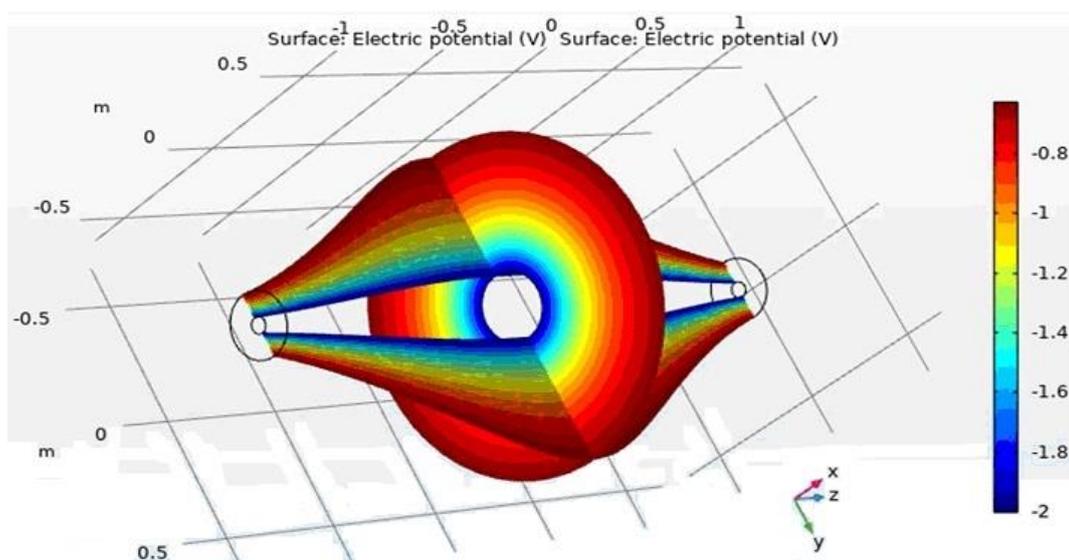


Рис. 1. Распределение потенциала в системе (1), полученное в результате решения граничной задачи в пакете COMSOL Multiphysics

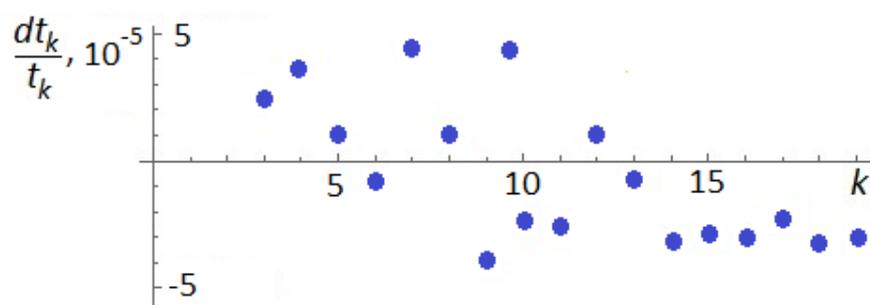


Рис. 2. Относительная ошибка расчета $(t_k \text{ расч} - t_k \text{ теор}) / t_k \text{ теор}$ момента пересечения заряженной частицей плоскости $z = 0$ для k -го пересечения плоскости ($k = 3 \dots 19$)

Проведено исследование влияния размера ячеек сетки на точность расчета траектории. Наилучший достигнутый на данный момент результат соответствует случаю разбиения исходной области на 2.8 млн. тетраэдров, выдаваемый программой объемный коэффициент элемента при этом примерно равен $6.8 \cdot 10^{-6}$.

На рис. 2 приведены результаты вычисленной относительной ошибки. Видим, что величина относительной ошибки при десяти колебаниях лежит в пределах $5 \cdot 10^{-5}$, что недостаточно для проведения высокоточных расчетов.

Таким образом, на данном этапе показана возможность использования пакета COMSOL Multiphysics для проведения грубых оценок работы времяпролетных масс-спектрометрических приборов. В то же время исследование приборов высокого разрешения требует более высокой точности моделирования, достигнуть которую планируется за счет оптимизации настроек пакета и использования метода граничных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самарский А.А., Михайлов А.П. Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры. – И. 2. – М.: Физматлит, 2005. – 320 с.
2. SIMION Ion and Electron Optics Simulator. URL: <https://simion.com>. – (дата обращения: 30.10.2020).
3. CST Studio Suite. URL: www.3ds.com. – (дата обращения: 30.10.2020).
4. ANSYS Inc. URL: www.ansys.com. – (дата обращения: 30.10.2020).
5. Пакет COMSOL Multiphysics. URL: www.comsol.ru. – (дата обращения: 30.10.2020).
6. Макаров А.А., Гринфельд Д.Е., Монастырский М.А. Расчет статических возмущений масс-анализатора Orbitrap на основе квадрато-логарифмического поля с идеальной времяпролетной фокусировкой // Научное приборостроение. – 2014. – Т. 24. – № 1. – С. 68-75.
7. Галль Л.Н., Голиков Ю.К., Александров М.Л. и др. // Авторское свидетельство SU 1247973. – 1986. – Приоритет 1985.

УДК 537.534.3:621.384.8(075.8)

Е.А. Ткач¹, М.В. Виноградова¹, К.В. Соловьев^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Институт аналитического приборостроения РАН

РАЗРУШЕНИЕ УСЛОВИЙ РАЗДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ИОННЫХ ЛОВУШКАХ

Открытие Ю.К. Голиковым в 1985 г. принципа идеальной пространственно-временной фокусировки (ИПВФ) ионов в электростатических полях с квадратичной зависимостью потенциала от одной из координат [1] положило начало теоретическим и практическим исследованиям в этом направлении, одним из выдающихся результатов которых явилось создание А.А. Макаровым ловушки Орбитреп [2, 3].

Внутри континуума систем с идеальной пространственно-временной фокусировкой имеется класс интегрируемых [4], дающих возможность разделить движение по координатам и записать решение уравнения Гамильтона-Якоби в квадратурах. Такие системы позволяют провести в них детальный анализ условий устойчивости (причем, в ряде случаев, аналитически) и динамики ионов [5–7]. Можно рассматривать такие полевые структуры как модельные при анализе свойств трехмерных общего вида ловушек с ИПВФ. Производство трехмерных электродных конфигураций с достаточной точностью существенно сложнее, чем изготовление осесимметричной ловушки, но прогресс современных технологий позволяет надеяться на технологическую реализуемость таких систем в недалекой перспективе. Специфика систем с идеальной пространственно-временной фокусировкой по одному направлению, потенциал которых квадратично зависит от одной из координат (для

определенности, z), состоит в том, что сечения любой трехмерной эквипотенциальной поверхности этих систем плоскостью, ортогональной оси z , присутствует на эквипотенциальном портрете потенциала в плоскости $z = 0$. Этот факт облегчает выбор двухэлектродной конфигурации, ограничивающей область движения заряженной частицы в ловушке.

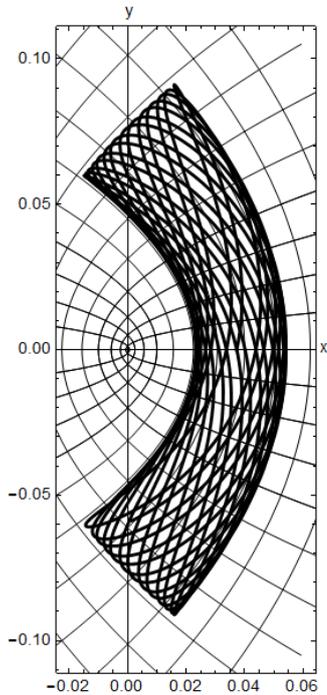


Рис. 1. Траектория иона в поле параболической ловушки

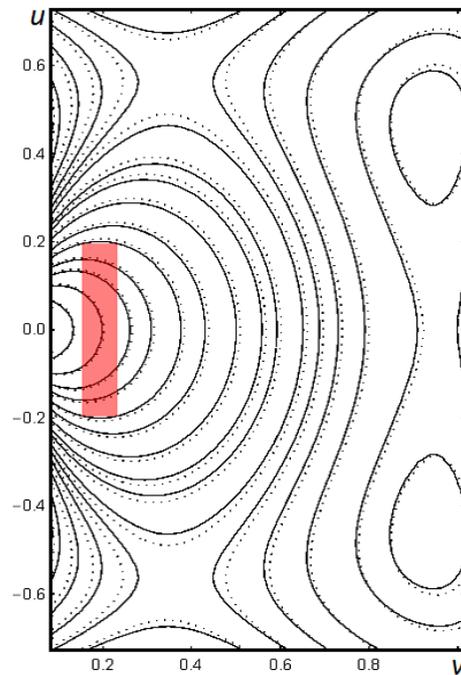


Рис. 2. Эквипотенциали поля параболической ловушки (сплошные линии) и поля ловушки с возмущением (пунктир; $\beta = 0.2$)

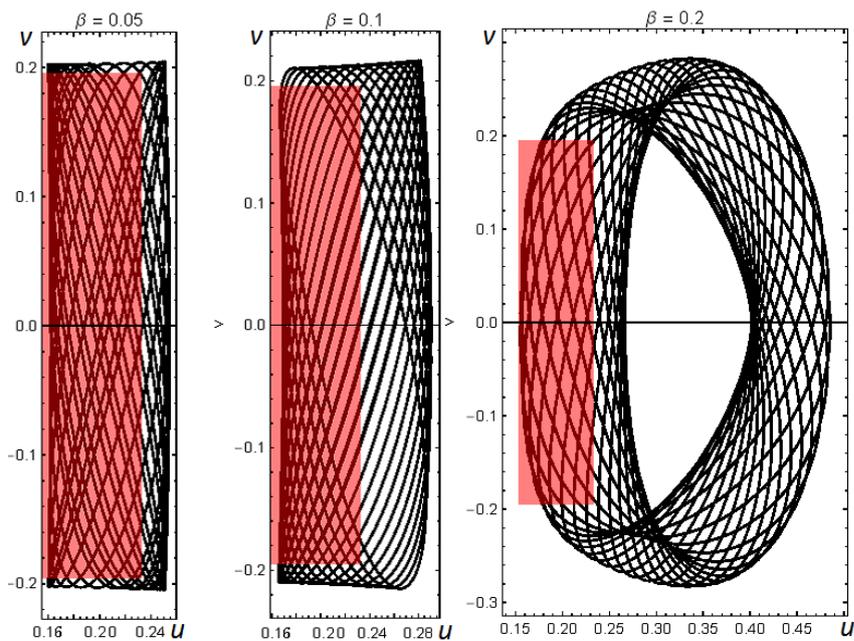


Рис. 3. Траектории в поле параболической ловушки, возмущенной двумерным потенциалом

Визуальным признаком полевой структуры, обеспечивающей разделение переменных в уравнениях движения, является ограничение пучка координатными линиями системы координат, в которой переменные разделяются. Это очевидно для случая классической цилиндрической системы координат. При рассмотрении в декартовых координатах ловушек, интегрируемых в параболической и эллиптической системах ситуация ясна при наблюдении одновременно с пучком соответствующей криволинейной координатной сетки (рис. 1).

Заметим, что вид потенциала непосредственно в криволинейных системах достаточно прост (особенно для параболической ловушки), преобразование же к декартовым координатам вводит дополнительные сложности. К счастью, поскольку преобразование координат локально не приводит к перемешиванию точек «рабочих участков» исходной плоскости, изучение взаимного расположения областей движения пучка и электродов можно проводить в криволинейных координатах u, v . Это особенно удобно, поскольку в этих координатах область движения частицы – прямоугольник (рис. 2).

Практически наиболее интересно вложение объема пучка в область, ограниченную лишь парой эквипотенциалей. Габариты пучка определяются параметром поля и константами разделения, связанными с начальными условиями движения.

Рассмотрим далее процесс разрушения условий разделения переменных на примере параболической ловушки. Для этого будем подмешивать к ее исходному полю возмущение, имеющее в плоскости uv вид размещенного в начале координат линейного заряда, ориентированного по z ; коэффициент перемешивания равен β (рис. 3). Уже при малых значениях β (порядка 0.1) исходная прямоугольная граница пучка деформируется. При $\beta = 0.2$ деформации как пучка (рис. 3), так и эквипотенциалей (рис. 2, пунктир) весьма значительны. При этом данный тип возмущения не влияет на ИПВФ пучка по направлению z по причине изначально выбранной двумерности (и двумерногармоничности) возмущения.

Таким образом, можно рассматривать возмущение исходной системы с разделением переменных любым двумерным потенциалом как способ получения новой удерживающей ионно-оптической структуры с устойчивой (хотя уже и не интегрируемой) конфигурацией пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галль Л.Н., Голиков Ю.К., Александров М.Л. и др. // Авторское свидетельство SU 1247973. – 1986. – Приоритет 1985.
2. Макаров А.А., Гринфельд Д.Е., Монастырский М.А. Расчет статических возмущений масс-анализатора Orbitrap на основе квадрато-логарифмического поля с идеальной времяпролетной фокусировкой // Научное приборостроение. – 2014. – Т. 24. – № 1. – С. 68-75.
3. Макаров А.А. Масс-спектрометрия на основе орбитальной ловушки ионов. Достижения и перспективы // Аналитика. – 2013. – Вып. 5. – С. 30-36.
4. Голиков Ю.К., Краснова Н.К., Соловьев К.В., Никитина Д.В. Интегрируемые электростатические ионные ловушки // Прикладная физика. – 2006. – № 5. – С. 50-57.
5. Голиков Ю.К., Соловьев К.В. Критерий поперечной устойчивости в ионных ловушках с интегрируемым в эллиптических координатах движением // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 37. – Вып. 22. – С. 43-48.
6. Соловьев К.В., Виноградова М.В. Условия финитности движения иона в электростатической ловушке с разделением переменных в параболических координатах // Письма в ЖТФ. – 2018. – Т. 44. – Вып. 14. – С. 34-41.
7. Соловьев К.В., Виноградова М.В. Двухэлектродная реализация электростатической ионной ловушки, интегрируемой в полярных координатах // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физ.-мат. науки. – 2019. – Т. 12. – № 1. – С. 96-104.

СЕКЦИЯ «МАТЕРИАЛЫ, КОМПОНЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ»

УДК 621.396.69

О.А. Головань, А.С. Коротков
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ СХЕМЫ НЕБАЛАНСНОГО ДИОДНОГО СМЕСИТЕЛЯ

В основе действия большинства приёмопередающей аппаратуры, работающей в СВЧ диапазоне, лежит применение преобразователей частоты (смесителей частоты) [1, 2].

Цель работы состоит в развитии метода анализа схемы небалансного диодного смесителя в линейном приближении. Для достижения цели работы были поставлены и решены следующие задачи: аналитический обзор существующих методов линейного анализа смесителей, выявление их недостатков и последующая разработка оптимальной методики анализа схемы небалансного диодного смесителя; теоретический расчёт линейного коэффициента передачи; моделирование схемы небалансного смесителя в Micro-Cap, оценка линейного коэффициента передачи, достигаемого при моделировании; сравнение теоретических результатов с результатами моделирования.

На рис. 1а представлена схема небалансного диодного смесителя, а на рис. 1б – его эквивалентная схема [3, 4].

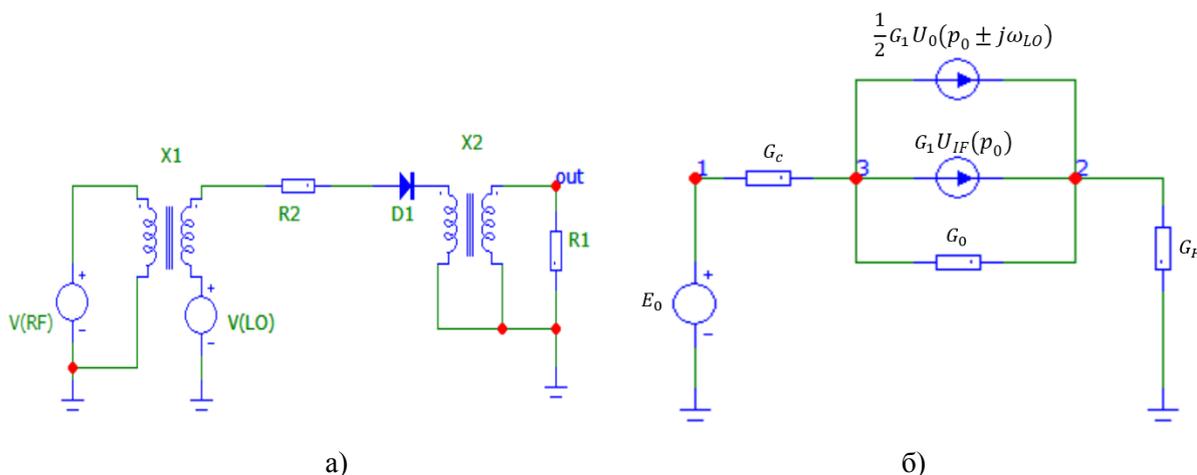


Рис. 1. Схемы небалансного диодного смесителя: а) принципиальная, б) эквивалентная

Ток через диод описывается моделью Эберса-Молла:

$$I = f(U_0 + U_{LO} + U_{IF}) = I_S \left(e^{\frac{U_0 + U_{LO} + U_{IF}}{\varphi_t}} - 1 \right) \approx I_0 + I_1 =$$

$$= I_0 + G(U_{LO})U_0 + G(U_{LO})U_{IF}, \quad (1)$$

где U_0 – входной сигнал на несущей частоте, U_{LO} – входной сигнал на частоте гетеродина, U_{IF} – выходной сигнал на промежуточной частоте, φ_t – термопотенциал, I_S – ток насыщения, I_0 – составляющая тока в рабочей точке, $G(U_{LO})$ – проводимость диода в рабочей точке, которая может быть разложена в ряд Фурье по гармоникам косинуса с частотой ω_{LO} :

$$G(U_{LO}) = G_0 + \sum_{n=1}^{\infty} G_n \cos n\omega_{LO}t \approx G_0 + \sum_{n=1}^N G_n \cos n\omega_{LO}t. \quad (2)$$

Учитывая в разложении в ряд только первую гармонику ($N = 1$), можно записать проводимость диода в следующем виде:

$$G(U_{LO}) = G_0 + G_1 \cos \omega_{LO} t. \quad (3)$$

Переменный ток через диод можно представить линейной аппроксимацией вида:

$$I \approx I_1 = G(U_{LO})U_0 + G(U_{LO})U_{IF}. \quad (4)$$

Осуществив подстановку (3) в (4), проведя ряд математических преобразований и перейдя из временной области в частотную с помощью преобразования Лапласа по аргументу $j\omega_0$, можно получить окончательное выражение для тока через диод в частотной области:

$$I(p) = G_0 U_0(p_0) + G_0 U_{IF}(p_0 \pm j\omega_{LO}) + 0.5 G_1 U_0(p_0 \pm j\omega_{LO}) + G_1 U_{IF}(p_0). \quad (5)$$

В базисе узловых потенциалов (БУП) могут быть составлены две системы уравнений, описывающие схему небалансного диодного смесителя, по аргументам p_0 и $p_0 \pm j\omega_{LO}$: Система уравнений в БУП по аргументу p_0 :

$$\begin{bmatrix} G + G_C & 0 & -G_C \\ 0 & G_0 + G_H & -G_0 \\ -G_C & -G_0 & G_C + G_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1(p_0) \\ U_2(p_0) \\ U_3(p_0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} GE(p_0) \\ 0.5G_1 U_0(p_0 \pm j\omega_{LO}) \\ -0.5G_1 U_0(p_0 \pm j\omega_{LO}) \end{bmatrix}. \quad (6)$$

Система уравнений в БУП по аргументу $p_0 \pm j\omega_{LO}$:

$$\begin{bmatrix} G + G_C & 0 & -G_C \\ 0 & G_0 + G_H & -G_0 \\ -G_C & -G_0 & G_C + G_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1(p_0 \pm j\omega_{LO}) \\ U_2(p_0 \pm j\omega_{LO}) \\ U_3(p_0 \pm j\omega_{LO}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ G_1 U_{IF}(p_0) \\ -G_1 U_{IF}(p_0) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Система (7) решается относительно вектора узловых потенциалов на промежуточной частоте. Так как системы (6) и (7) являются связанными, то решение системы (7) зависит от значений узловых потенциалов на несущей частоте. Следовательно, полученные решения (7) подставляются в (6), и система (6) решается относительно вектора узловых потенциалов. Далее решения (6) подставляются в вектор решений (7), после чего может быть выражен линейный коэффициент передачи небалансного смесителя, соответствующий отношению амплитуды выходного сигнала на частоте $p_0 \pm j\omega_{LO}$ к амплитуде входного сигнала на частоте p_0 :

$$K = \frac{U_2(p_0 \pm j\omega_{LO})}{U_1(p_0)} = \frac{2G_C^2 G_1 G_H}{2(G_0(G_C + G_H) + G_H G_C)^2 - G_1^2 (G_C + G_H)^2}. \quad (8)$$

Расчётное значение коэффициента передачи небалансной схемы: $K = 0.179 = -14,9$ дБ. Данный коэффициент передачи получен при значениях элементов схемы $G_C = 0,1$ См, $G_H = 0,002$ См и параметрах диода $I_S = 4,5$ нА, $G_0 = 2,31 \cdot 10^{-4}$ См, $G_1 = 4,38 \cdot 10^{-4}$ См. Все измерения были проведены при температуре $T = 300$ К, а амплитуда напряжения гетеродина была выбрана $U_{LOm} = 0.47$ В.

На рис. 2 представлены результаты моделирования схемы небалансного диодного смесителя для случая, когда частота входного сигнала 4 МГц, а частота гетеродина 5 МГц. Оценочное значение линейного коэффициента передачи при моделировании: $K = 0.184 = -14,7$ дБ.

В данной работе была проведена серия моделирований схемы небалансного диодного смесителя при различных частотах входного сигнала и гетеродина. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента передачи, полученного в результате моделирования, от частоты входного сигнала.

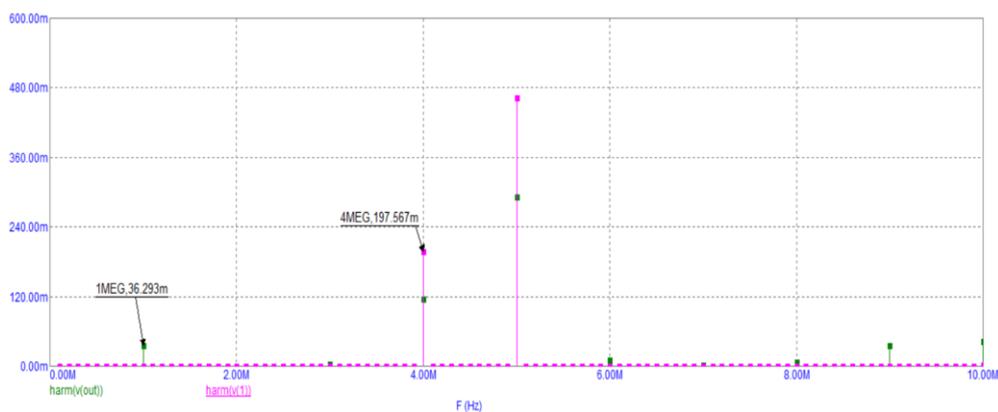


Рис. 2. Результат моделирования схемы небалансного диодного смесителя

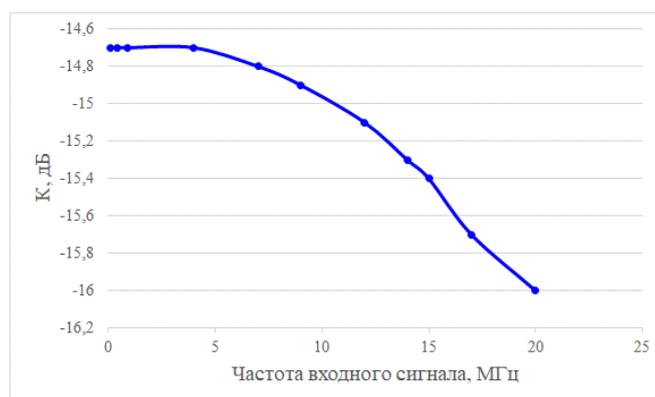


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи от частоты входного сигнала

Таким образом, в данной работе развит метод линейного анализа небалансной схемы диодного смесителя, позволяющий представить окончательные результаты в матричном виде, тем самым полностью формализовать алгоритм линейного анализа. Проведён линейный анализ небалансного смесителя, получено теоретическое выражение линейного коэффициента передачи для случая, когда в качестве эквивалентной модели диода используется резистивная модель диода, т.е. не учитывается влияние емкостей. Получено расчётное значение коэффициента передачи, которое согласуется со значением коэффициента передачи, полученного в ходе моделирования. Была проведена серия моделирований для выявления зависимости коэффициента передачи от смещения входных частот (частоты входного сигнала и частоты гетеродина) вверх по частотному диапазону. Результаты показали, что в частотном диапазоне ~20 МГц величина ошибки коэффициента передачи составляет ~1 дБ. Данный факт свидетельствует о том, что в рассматриваемом диапазоне частот можно не учитывать влияние емкостей модели диода. Для увеличения частотного диапазона необходимо вводить в рассмотрение ёмкостную эквивалентную модель диода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chandrima B., Rijubrata P., Mrinal K.M. Design of a wideband down-conversion mixer in X-band // 3rd International Conference on Microwave and Photonics (ICMAP), Dhanbad, India, 2018.
2. Mabood A., Kumar V., Vishnu Murthy N.V. Design of a RF Mixer for Frequency Band shifter // International Conference on Vision Towards Emerging Trends in Communication and Networking (ViTECoN), Vellore, India, 2019.
3. Богданович Б.М. Нелинейные искажения в приемно-усилительных устройствах. – М.: Связь, 1980. – 280 с.
4. Методы нелинейных функционалов в теории электрической связи / Под ред. Богдановича Б.М. – М.: Радио и связь, 1990. – 280 с.

РАЗРАБОТКА И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОНИЖАЮЩЕГО ПАССИВНОГО
СМЕСИТЕЛЯ С КОММУТАЦИЕЙ ПО ТОКУ

В связи с возрастающим интересом к программно-определяемым радиосистемам (Software-defined radio, SDR) широкое применение находят приемники с переносом сигнала на нулевую или низкую промежуточную частоту (ПЧ). Данные приемники обладают такими преимуществами, как низкое энергопотребление, малая занимаемая площадь на кристалле, совместное использование аппаратных средств как в полосе частот модуляции, так и в основной полосе частот, простой и гибкий частотный план и использование минимального количества внешних компонентов [1]. Этот тип приемника часто используется в системах мобильной связи 4G и 5G.

Однако фликкерный шум в приемнике с нулевой ПЧ может исказить сигнал при обработке на ПЧ или в основной полосе частот. Основными источниками фликкерного шума являются смеситель, сглаживающий фильтр и усилитель с регулируемым коэффициентом усиления (VGA). В то время как фликкерный шум фильтра и VGA можно подавить с помощью техники коррекции дрейфа нуля (dynamic offset cancellation technique), например, методом модуляции-демодуляции (chopper) или методом автоматической периодической коррекции дрейфа нуля (auto-zeroing), фликкерный шум смесителя имеет первостепенное значение, особенно для современной КМОП-технологии с агрессивным масштабированием [2].

Описанную выше проблему можно решить с помощью пассивного смесителя с коммутацией по току. Такой тип смесителя имеет следующие преимущества перед активными смесителями: чрезвычайно низкое энергопотребление за счет отсутствия рассеиваемой мощности постоянного тока, что увеличивает срок службы батареи мобильных устройств; устойчивая линейность, поскольку выходной сигнал представляет собой ток; колебания напряжения не ограничивают линейность смесителя по сравнению с ячейкой Гильберта; отсутствие протекания постоянного тока через четверку транзисторов, работающих в ключевом режиме, приводит к отсутствию фликкерного шума; выходной каскад операционного усилителя может быть преобразован в фильтр ПЧ [3]. Приемопередатчик на основе пассивного смесителя занимает небольшую площадь кристалла. Также обеспечивается лучшая развязка между входом гетеродина и высокочастотным (ВЧ) входом смесителя (развязка LO-RF), гетеродином и ПЧ выходом смесителя (развязка LO-IF) [4].

Целью работы является разработка и моделирование понижающего пассивного смесителя с коммутацией по току.

Для достижения цели работы решены следующие задачи:

- выбор архитектуры смесителя,
- разработка смесителя с использованием 130-нм технологии SiGe (SG13S) от IHP,
- моделирование на уровне принципиальной схемы параметров пассивного смесителя с использованием САПР ADS.

На рис. 1 представлена схема пассивного смесителя с коммутацией по току. Все четыре транзистора работают в ключевом режиме. В схеме используется транскондуктивный усилитель по входу смесителя $G_m = 47$ мСм для преобразования входного напряжения U_{in} на ВЧ частоте в ток I_{in} и трансимпедансный по выходу для обратного преобразования сигнала. На выходе имеем положительную (I^+ и Q^+) и отрицательную (I^- и Q^-) компоненты синфазной и квадратурной составляющей выходного сигнала, соответственно, на промежуточной частоте:

$$U_{out} = \sqrt{(I^+ - I^-)^2 + (Q^+ - Q^-)^2}. \quad (1)$$

В ходе моделирования с использованием САПР ADS транзисторы имеют длину канала 130нм и ширину 300мкм. Компонент схемы $Z_{BB}(s)$ представляет параллельную RC цепочку с параметрами $R=200$ Ом, $C=5$ пФ.

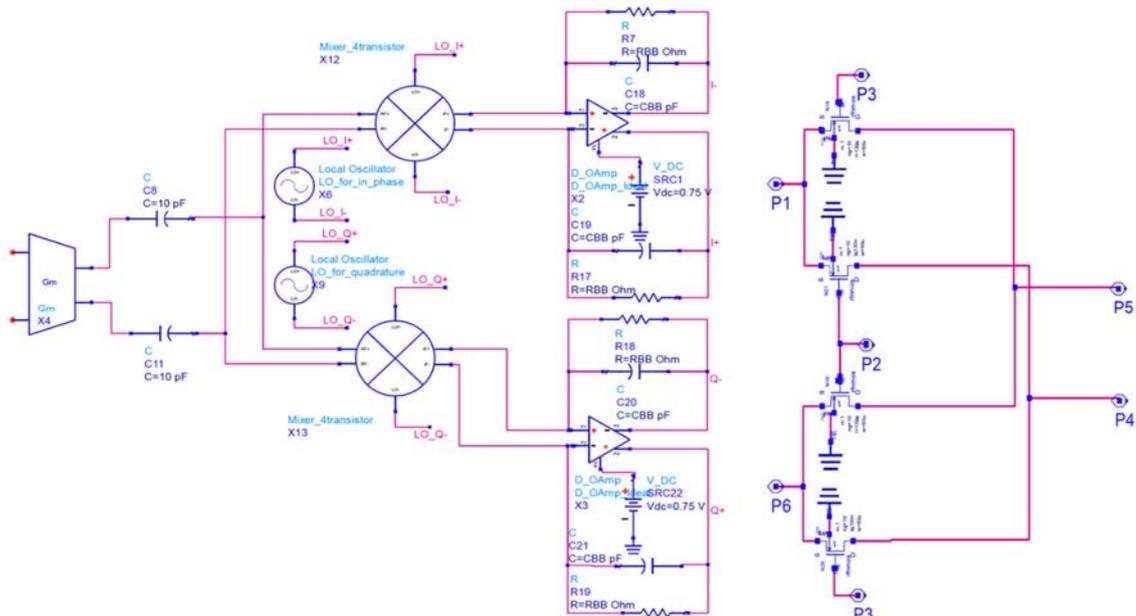


Рис. 1. Схема пассивного смесителя а) структурная схема, б) схема смесителя на транзисторном уровне

Сигнал гетеродина LO подается на каждый из четырех транзисторов со сдвигом, как представлено на рис. 2, образуя две компоненты, положительную и отрицательную, для синфазной и квадратурной составляющей сигнала LO_{I^-} , LO_{I^+} , LO_{Q^-} , LO_{Q^+} . В таком случае скважность сигнала гетеродина составляет 50%.

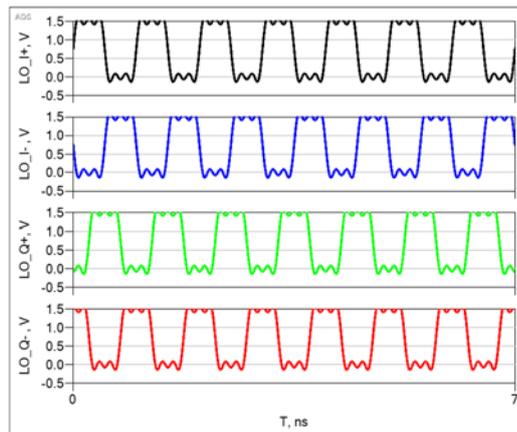


Рис. 2. Сигнал гетеродина LO_{I^-} , LO_{I^+} , LO_{Q^-} , LO_{Q^+}

Коэффициент передачи смесителя можно оценить следующим образом:

$$K \approx G_m C_1 R_{BB} = 47 \text{ мСм} * \frac{2}{\pi} * 200 \text{ Ом} = 5.98, \quad (2)$$

где C_1 – коэффициент первой гармоники при разложении в ряд Фурье прямоугольного сигнала:

$$C_1 = 2 \frac{t_0}{T_{LO}} \frac{\sin(\frac{\pi t_0}{T_{LO}})}{\frac{\pi t_0}{T_{LO}}}. \quad (3)$$

Коэффициент передачи смесителя, полученный при моделировании схемы, составляет:

$$K_{\text{model}} = \frac{U_{\text{out}}}{U_{\text{in}}} = \frac{87 \text{ мВ}}{20 \text{ мВ}} = 4.35. \quad (4)$$

На рис. 3 представлена зависимость выходного сигнала смесителя при фиксированной частоте сигнала гетеродина. Ширина полосы пропускания, обозначенная маркерами, составляет $BW = 330 \text{ МГц}$, а добротность:

$$Q = \frac{f_{\text{LO}}}{BW} = 3.03. \quad (3)$$

Такая форма выходного сигнала связана с тем, что импеданс $Z_{\text{ВВ}}$ из основной полосы частот переносится в область ВЧ частот и располагается на частоте гетеродина $Z_{\text{ВВ}}(s \mp j\omega_{\text{LO}})$, создавая таким образом полосовой RF фильтр. Центральную частоту такого фильтра можно регулировать за счет изменения частоты сигнала гетеродина.

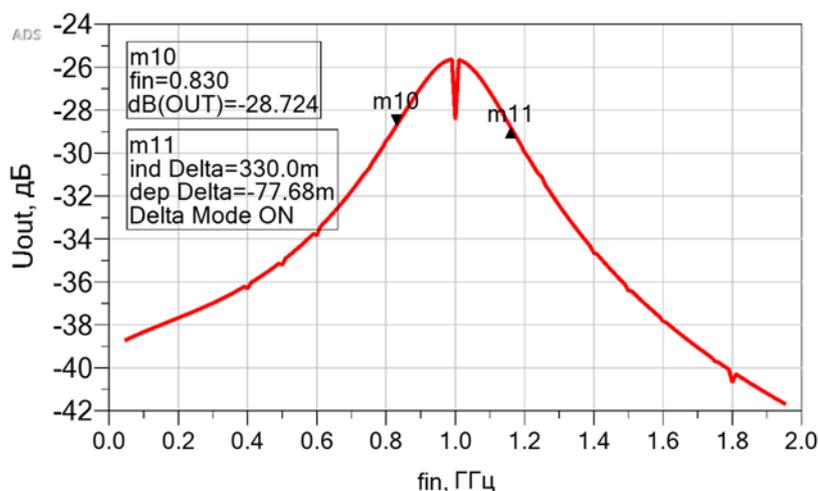


Рис. 3. Зависимость модуля выходного сигнала смесителя от частоты входного сигнала при фиксированной частоте сигнала гетеродина

Таким образом, в данной работе произведена разработка и моделирование понижающего пассивного смесителя с использованием 130-нм технологии SiGe (SG13S) от IHP.

В работе приведена оценка коэффициента передачи смесителя, расчетное значение которого составляет $K \approx 5.98$. Значение коэффициента передачи смесителя при моделировании составило $K_{\text{model}} = 4.35$. Отличие в значении данного параметра заключается в неучитывании при расчетах сопротивления используемых ключей, а также в пересечении импульсов сигнала гетеродина при смене состояния из положения высокого напряжения в положение низкого напряжения, т.е. в пересечении сигналов LO_{1-} , LO_{1+} и LO_{Q-} , LO_{Q+} .

Снята зависимость выходного сигнала от частоты входного сигнала при фиксированной частоте сигнала гетеродина, что показало возможность использования такого смесителя в качестве полосового RF фильтра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lin F., Mak P., Martins R.P. Wideband Receivers: Design Challenges, Tradeoffs and State-of-the-Art // IEEE Circuits and Systems Magazine. – 2015. – V. 15. – N 1. – P. 12-24.
2. Benali S., Trabelsi H. Analysis of 25% duty-cycle up-conversion passive mixer for UWB transmitter // International Journal of Electronics and Communications. – 2020. – V. 123. – P. 153295.
3. Kishida K., Maeda T. Simple, Analytical Expressions of an Effect of Local Signal Imperfections on Four-Phase Passive-Mixer-Based Bandpass Filter // IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers. – 2019. – V. 66. – N 1. – P. 147-160.
4. Lien Y., Klumperink E.A.M., Tenbroek B., Strange J., Nauta B. High-Linearity Bottom-Plate Mixing Technique With Switch Sharing for N-path Filters/Mixers // IEEE Journal of Solid-State Circuits. – 2019. – V. 54. – N 2. – P. 323-335.

ШИФРАТОР ТЕРМОМЕТРИЧЕСКОГО КОДА ДЛЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ АНАЛОГО-ЦИФРОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СО СХЕМОЙ КОРРЕКЦИИ НАРУШЕНИЙ МОНОТОННОСТИ

Аналого-цифровые преобразователи (АЦП) применяются во многих телекоммуникационных системах для преобразования аналогового сигнала реального времени в цифровой код. Параллельные АЦП, характеризуются, как правило, невысокой разрядностью (до 8 бит), а также высокой потребляемой мощностью (до единиц ватт), однако являются наиболее быстродействующими среди известных типов АЦП.

Шифратор является неотъемлемой частью параллельного АЦП и осуществляет перевод термометрического кода, получаемого с выходов массива компараторов, в прямой двоичный код. Данная схема оказывает существенное влияние на быстродействие и эффективную разрядность аналого-цифрового преобразователя.

В силу наличия у компараторов напряжения смещения, а также из-за наличия задержки распространения сигнала в схеме АЦП, монотонность термометрического кода может быть нарушена, что может привести к потерям в эффективной разрядности аналого-цифрового преобразователя. Для снижения потерь в эффективной разрядности АЦП, обусловленных, в частности, ошибками аналого-цифрового преобразования из-за наличия во входных кодовых комбинациях шифратора нарушений монотонности термометрического кода (НМТК), для шифраторов разрабатываются и применяются схемы коррекции [1].

Цель работы: разработка схемы, реализующей коррекцию НМТК с учётом направления фронта входного аналогового сигнала АЦП, для шифратора термометрического кода модифицированной ROM-архитектуры и ее исследование на предмет быстродействия и способности корректировать НМТК.

Выбор архитектуры шифратора. При выборе архитектуры шифратора предпочтение отдавалось шифраторам на основе ROM-архитектуры, поскольку шифраторы данного семейства являются наиболее быстродействующими. Самым высокопроизводительным является шифратор на основе ROM-архитектуры с учетом номеров входных разрядов [2]. Данный шифратор также называют шифратором модифицированной ROM-архитектуры [3]. Схема шифратора модифицированной ROM-архитектуры представлена на рис. 1.

Классификация и обработка нарушений монотонности термометрического кода. В термометрическом коде (ТК) текущее значение аналогового сигнала определяется положением границы между логическими единицами и нолями. Причём разряды, расположенные ниже данной границы (в области младших разрядов) принимают значение логической единицы; разряды, расположенные выше границы (в области старших разрядов) принимают значение логического ноля. Появление логических нолей ниже границы между единицами и нолями, равно, как и единиц выше данной границы, свидетельствует о нарушении монотонности ТК и может привести к ошибочному результату аналого-цифрового преобразования.

В данной работе для определённости под НМТК понимается появление логических нолей ниже границы между логическими единицами и нолями в области младших разрядов. Тип НМТК определяется количеством логических нолей, расположенных в области младших разрядов ниже границы между логическими единицами и нолями. В [3] для удобства описания НМТК принято обозначение $BE(N, K, Pos1, \dots, PosN)$, где BE – аббревиатура от английского «Bubble Error», N – разрядность шифратора, K – значение кодовой комбинации в десятичной

системе счисления, Pos_1, \dots, Pos_N – позиции, занимаемые ошибочными разрядами относительно старшего ненулевого разряда термометрического кода, который при этом имеет нулевую позицию [3].

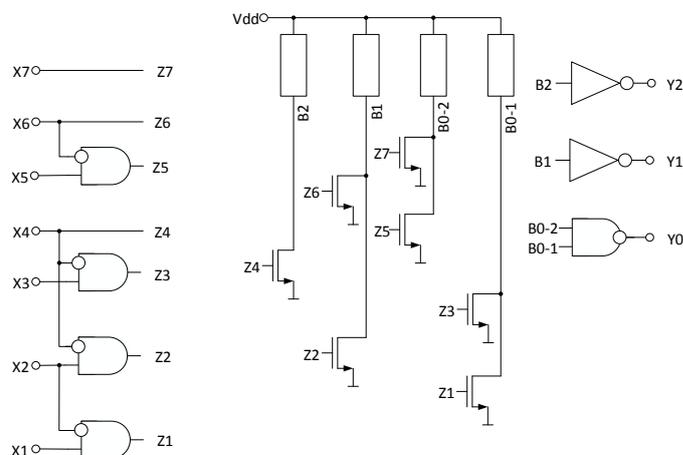


Рис. 1. Шифратор модифицированной ROM-архитектуры разрядностью 3 бит

В [4] показано, что наиболее вероятны НМТК вида $BE(N, K, 1)$. Вероятность НМТК вида $BE(N, K, 2)$ при самом неблагоприятном сценарии на два порядка ниже. В связи с этим можно утверждать, что появление НМТК первого типа на более удаленных от старшего ненулевого разряда термометрического кода позициях, равно, как и НМТК более высоких типов, крайне маловероятно [3, 4].

Подход к коррекции НМТК с учетом направления фронта входного сигнала. Характер обработки кодовых комбинаций с НМТК шифратором модифицированной ROM-архитектуры делает актуальным вопрос идентификации состояний с НМТК. Проблема заключается в том, что в наиболее вероятных НМТК $BE(N, K, 1)$ ошибочность единицы в нулевой позиции и ноля в первой равновероятны. В связи с этим предлагается подход учета направления фронта входного аналогового сигнала: в случае нарастающего фронта в комбинации, содержащей НМТК вида $BE(N, K, 1)$, ошибочным считается ноль в первой позиции, в случае убывающего фронта (спада) сигнала – единица в нулевой [3].

Разработка схемы коррекции. В [3] развернуто описаны особенности обработки шифратором модифицированной ROM-архитектуры различных состояний с НМТК. Анализ данных особенностей позволяет сделать вывод о том, что корректировки требуют только разряды ТК с чётными номерами. Решение о том, какой сигнал (логический ноль или единица) должен передаваться на вход шифратора с выхода блока схемы коррекции, принимается на основании оценки положения корректируемого разряда комбинации ТК, направлении фронта входного сигнала, определяемого схемой сравнения, сравнивающей текущее значение входного сигнала с одним из предыдущих, а также на основании сигнала, передаваемого с выхода соответствующего компаратора. В итоге были получены логические функции, описывающие работу блоков схемы коррекции:

- для общего случая четного разряда (любого чётного разряда, кроме предшествующего разряду с номером $2^N - 1$, где N – разрядность шифратора):

$$Y = \overline{\overline{((X_1 \cdot X_3) \cdot (X_1 \cdot X_2) + X_5) \cdot (X_4 \cdot (X_1 \oplus X_2))}};$$

- для разряда, предшествующего разряду с номером $2^N - 1$ (старшему значащему разряду термометрического кода – СЗР ТК), где N – разрядность шифратора:

$$Y = \overline{\overline{X_1 \cdot (X_2 \cdot X_3) \cdot X_4 \cdot (X_2 \cdot X_3)}};$$

где X_5, X_4, X_3 – входы блока схемы коррекции определяющие положение корректируемого бита в термометрическом коде (если рассматриваемый бит имеет номер K , то данные входы подключены к разрядам $K + 3, K + 1$ и $K - 1$ соответственно; X_2 – вход для сигнала схемы сравнения, X_1 – вход корректируемого разряда ТК, Y – выход блока схемы коррекции. На основании данных логических функций построены схемы блоков схемы коррекции (рис. 2).

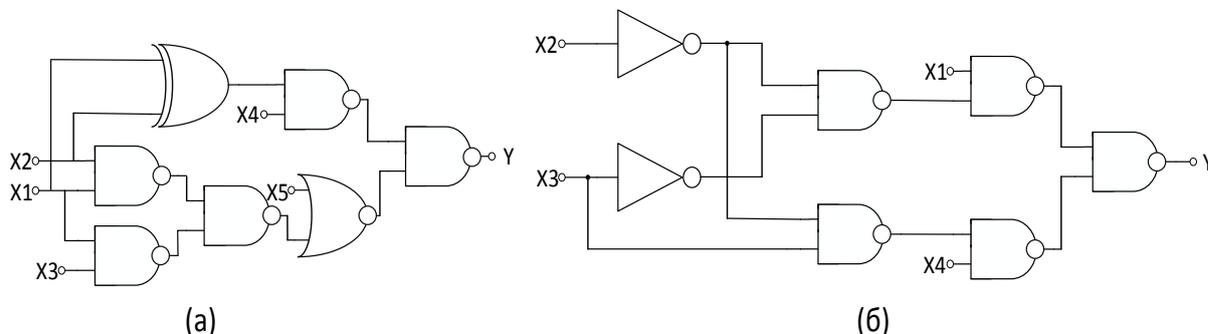


Рис. 2. Блоки схемы коррекции: (а) – для коррекции любого чётного разряда, кроме разряда, предшествующего СЗР ТК; (б) – для коррекции чётного разряда, предшествующего СЗР ТК

Результаты моделирования разработанных схем. Моделирование коррекции НМТК разработанной схемой коррекции проводилось в САПР Cadence Virtuoso для случая пятиразрядного шифратора. Результаты моделирования представлены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты моделирования коррекции НМТК

Тип схемы	Количество ошибочных входных комбинаций	Количество правильных выходных комбинаций
Без коррекции	30	15
С коррекцией		30

Таким образом, разработанная схема полностью корректирует НМТК вида $BE(N, K, 1)$ в соответствии с предложенным подходом к коррекции НМТК.

Результаты моделирования схем шифратора с коррекцией и без таковой на предмет быстродействия показывают, что производительность схемы шифратора с коррекцией по сравнению со схемой без таковой снижается не более чем в два раза.

В результате нами разработана схема, производящая коррекцию наиболее вероятных НМТК вида $BE(N, K, 1)$ при приемлемом снижении производительности. Среднее время задержки схем шифратора с коррекцией и без таковой составляет 468 пс и 234 пс соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hussain S., Kumar R., Trivedi G. Methodology and comparative design of an efficient 4-bit encoder with bubble error corrector for 1-GSPS flash type ADC // IET Circuits, Devices & Systems. – 2020. – V. 14. – Iss. 5. – P. 629-639.
2. Пилипко М.М., Морозов Д.В., Буданов Д.О. Сравнительный анализ КМОП-схем шифраторов термометрического кода в прямой двоичный код для параллельных АЦП в интегральном исполнении // Микроэлектроника. – 2017. – Т. 46. – № 1. – с. 50-60.
3. Bellavin M., Budanov D. Study of Bubble Errors Conversion in a Modified ROM Encoder // 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – 2019. – P. 58-61.
4. Padoan S., Boni A., Morandi C., Venturi F. A novel coding scheme for the ROM of parallel ADCs, featuring reduced conversion noise in the case of single bubbles in the thermometer code // IEEE International Conference on Electronics, Circuits and Systems. – 1998. – P. 271-274.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАПРАВЛЕННЫХ ОТВЕТВИТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ
КРЕМНИЕВОЙ КМОП-ТЕХНОЛОГИИ

Новые инфокоммуникационные системы пятого поколения (5G) обеспечивают большую пропускную способность и ряд других преимуществ [1] за счет реализации приемопередатчиков на основе активных фазированных антенных решеток. Ключевым элементом таких решеток являются фазовращатели, которые можно разделить на векторные [2], отражательные [3], распределенные [4] и коммутируемые [5]. Отражательные фазовращатели, благодаря компактности и низкой потребляемой энергии, могут найти широкое применение в приемопередатчиках 5G. Целью работы является разработка основного элемента отражательного фазовращателя – направленного квадратурного ответвителя на основе кремниевой КМОП-технологии с разрешением 0,18 мкм. В качестве рабочего диапазона частот выбран диапазон 4,8–5,0 ГГц, зарезервированный для 5G в России.

Наиболее распространенным видом ответвителя является шлейфный, который на частотах в единицы гигагерц для уменьшения размеров реализуется посредством элементов с сосредоточенными параметрами [6]. Четыре возможные реализации квадратурного ответвителя [7] представлены на рис. 1. По разработанной методике расчета на центральной частоте 4,9 ГГц при сопротивлении портов $Z_0 = 50$ Ом для каждой схемы были получены номиналы идеальных элементов. Для схемы на рис. 1а: $L = 0,67$ нГн, $C_1 = 920$ фФ, $C_2 = 650$ фФ; на рис. 1б: $L_1 = 1,15$ нГн, $L_2 = 1,62$ нГн, $C = 1,57$ пФ; на рис. 1с: $L_1 = 3,93$ нГн, $L_2 = 1,62$ нГн, $C = 920$ фФ; на рис. 1д: $L = 1,15$ нГн, $C_1 = 269$ фФ, $C_2 = 650$ фФ.

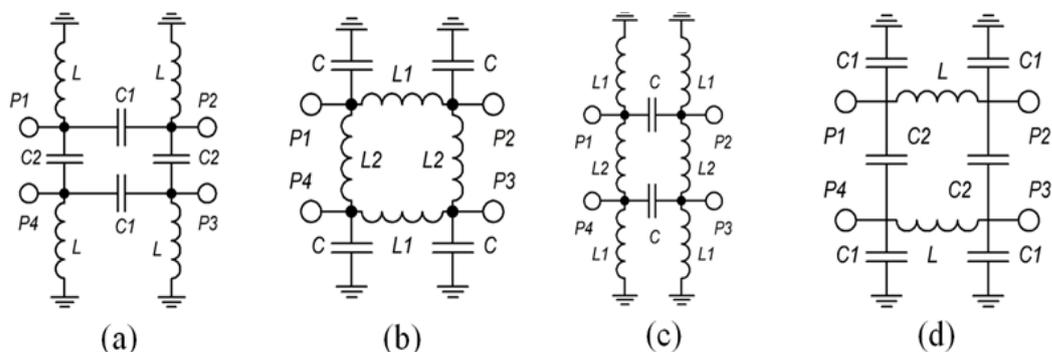


Рис. 1. Схемы направленных ответвителей на сосредоточенных элементах

Чтобы учесть влияние паразитных параметров, идеальные элементы были замещены элементами из библиотеки кремниевой КМОП-технологии с разрешением 0,18 мкм. Для каждой схемы были разработаны топологии кристаллов, представленные на рис. 2. Площади кристаллов составляют 0,52 мм², 0,92 мм², 1,21 мм² и 0,38 мм² соответственно. Для учета влияния топологии на характеристики схемы была проведена экстракция паразитных параметров. При этом были получены паразитные параметры проводников на топологии, влияние которых было уменьшено корректировкой номиналов элементов схем с использованием параметрического анализа.

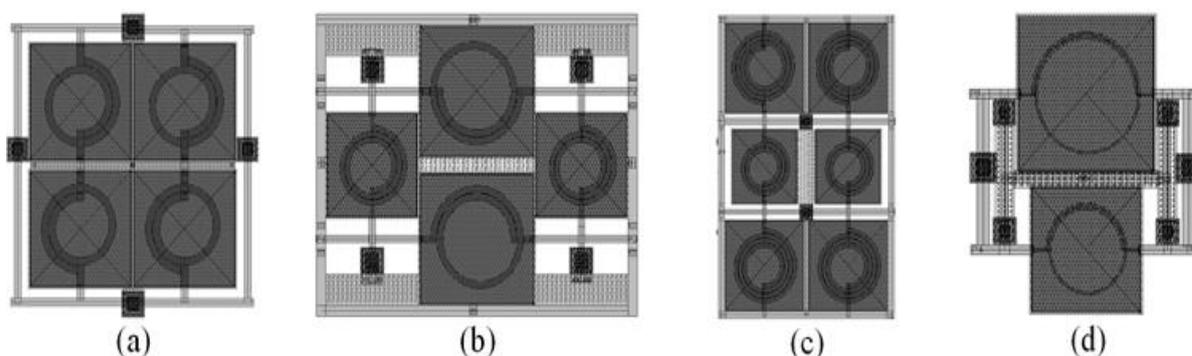


Рис. 2. Топологии кристаллов направленных ответвителей

Далее было проведено исследование влияния разброса параметров элементов с рассмотрением всех комбинаций из минимального, максимального и типового значения индуктивностей и конденсаторов. Также был проведен анализ влияния изменения температуры. Максимальный разброс характеристик при изменении температуры в диапазоне от $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ составляет не более $0,1\text{ дБ}$ для всех схем, то есть варьирование температуры вносит незначительные изменения. Остальные результаты моделирования представлены в табл. 1. В качестве результатов исследования разброса параметров показана наибольшая разница между максимальным и минимальным значением ошибки в диапазоне рабочих частот (Δ ошибка амплитуды или фазы).

Таблица 1. Результаты моделирования после корректировки номиналов элементов в наихудшем случае в рабочем диапазоне частот

S_{11} , дБ	S_{12} , дБ	S_{13} , дБ	S_{14} , дБ	Ошибка амплитуды, дБ	Ошибка фазы, градус	Δ Ошибка амплитуды, дБ	Δ Ошибка фазы, градус
-18,5	-5,9	-6,1	-16,0	0,18	-1,90	1,4	13,0
-18,0	-5,2	-5,1	-20,0	-0,14	1,00	0,7	8,4
-14,6	-4,9	-4,8	-14,4	-0,53	0,21	3,7	7,2
-11,0	-5,4	-5,3	-17,7	0,80	0,27	4,7	8,3

Исходя из приведённых выше результатов можно сделать вывод, что схема на рис. 1б является наиболее перспективной, так как она обладает наименьшей ошибкой по амплитуде, равной $-0,14\text{ дБ}$, в рабочем диапазоне частот из всех представленных схем, имеет лучший показатель S_{14} равный -20 дБ , а также сопоставимый с другими схемами коэффициент отражения -18 дБ . Параметры S_{12} и S_{13} равны $-5,2\text{ дБ}$ и $-5,1\text{ дБ}$ соответственно и имеют небольшое расхождение в численных значениях, что свидетельствует о практически равном делении мощности между выходными портами. Потери в наихудшем случае в рабочем диапазоне частот составляют $2,2\text{ дБ}$. При этом разброс параметров элементов оказывает наименьшее влияние на данную схему.

На рис. 3а представлены зависимости S-параметров от частоты после экстракции паразитных параметров топологии и оптимизации схемы на рис. 1б. На рис. 3б приведены зависимости ошибки по амплитуде и по фазе от частоты, вычисленные по результатам компьютерного моделирования. Ошибка по амплитуде – это разность между коэффициентом передачи S_{12} и S_{13} (сигналами, ответвленными из первого порта во второй и третий порт). А ошибка по фазе – это разность фаз между этими сигналами.

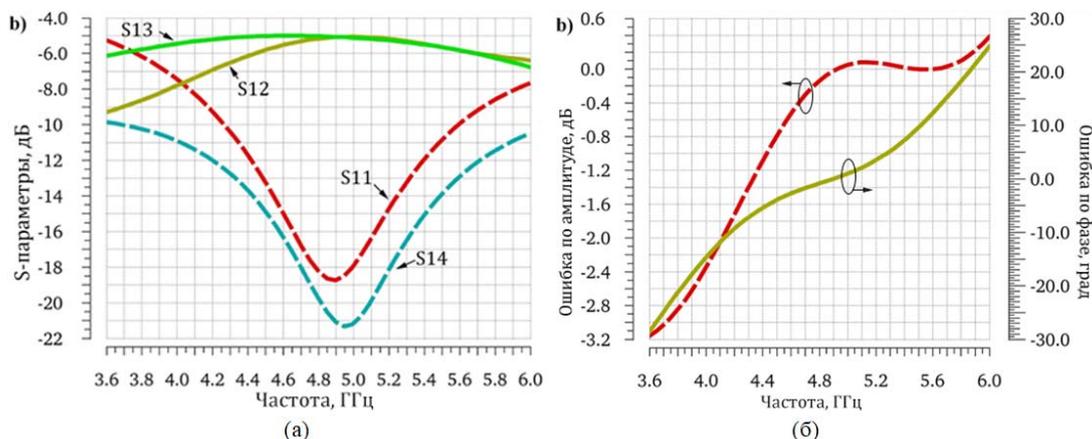


Рис. 3. (а) S-параметры после корректировки номиналов элементов;
 (б) Ошибка по амплитуде и фазе после корректировки номиналов элементов

Таким образом, в работе рассмотрены четыре реализации направленного квадратурного ответвителя на элементах с сосредоточенными параметрами, разработаны топологии, проведена экстракция паразитных параметров, компьютерное моделирование характеристик схем, исследование влияния разброса параметров элементов при реализации и изменении температуры на характеристики схем. Была определена наиболее перспективная схема, изображенная на рисунке 1б, с площадью топологии равной $0,92 \text{ мм}^2$. Она обеспечивает в рабочем диапазоне частот коэффициент отражения не хуже, чем -18 дБ , потери не хуже, чем $2,2 \text{ дБ}$, параметр S_{14} не хуже, чем -20 дБ , амплитудную ошибку не хуже, чем $\pm 0,14 \text{ дБ}$ и фазовую ошибку не хуже, чем ± 1 градус. Данная схема является наиболее устойчивой к разбросу параметров элементов и устойчива к изменению температуры.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-00329).

ЛИТЕРАТУРА

1. Rumyancev I.A., Korotkov A.S. Survey on Beamforming Techniques and Integrated Circuits for 5G Systems // IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – 2019. – P. 76-80.
2. Balashov E.V., Korotkov A.S., Rumyancev I.A. An Unbalanced Transformerless Vector-Sum Phase Shifter in $0.18 \text{ }\mu\text{m}$ CMOS, Problems of Advanced Micro- and Nanoelectronic Systems Development // Problems of Advanced Micro- and Nanoelectronic Systems Development. – 2017. – P. 2-5.
3. Huang T., Jeevananthan L., Ituah S., Chen G., Nezhad-Ahmadi M.-R., Safavi-Naeini S. A Miniaturized $0.13\text{-}\mu\text{m}$ BiCMOS Reflective-Type Phase Shifter for K-Band Phased Array (Invited) // IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS). – 2019. – P. 1-5.
4. Barov A.A., Kondratenko A.V., Khokhol D.S. A set of GaAs MMIC digital phase shifters with an integrated control driver // 24th International Crimean Conference Microwave & Telecommunication Technology. – 2014. – P. 73-74.
5. Lu M.C., Pham A.-V.H., Livezey D. Development of multiband phase shifters in 180-nm RF CMOS technology with active loss compensation // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2006. – V. 54. – N 1. – P. 40-45.
6. Mongia R., Bahl I., Bhartia P. RF and Microwave Coupled-Line Circuits // Artech House inc. – 1999. – P. 258-260.
7. Ohta, Li X.-P., Kawai T., Kokubo Y. A design of lumped-element 3 dB quadrature hybrids // Asia-Pacific Microwave Conference. – 1997. – V. 3. – P. 1141-1144.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО РАЗБРОСА НОМИНАЛОВ
ЭЛЕМЕНТОВ НА СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦАП ТИПА R-2R

Цифро-аналоговый преобразователи (ЦАП) в настоящее время являются широко используемыми интегральными схемами смешанного типа. Существуют различные ЦАП, которые могут преобразовывать входные цифровые сигналы различной разрядности в выходное аналоговое напряжение или ток. Одной из наиболее распространенных структур построения является параллельный ЦАП на основе резистивной матрицы R-2R [1, 2].

В реальном ЦАП выходной аналоговый сигнал ЦАП может отличаться от идеального. Отличия или ошибки преобразования, в частности, вызваны тем, что в процессе изготовления реальных схем номиналы компонентов могут отличаться от проектируемых. Погрешности компонентов, возникающие при их производстве, являются случайными и могут быть оценены в рамках нормального распределения с заданной производителем дисперсией отклонения.

Кроме случайной погрешности каждого элемента, возможны отклонения, вызванные влиянием внешних факторов в целом на матрицу элементов.

Влияние внешних факторов с некоторой точностью может быть представлено в виде линейных или квадратичных градиентов технологических процессов при изготовлении кристалла. Для уменьшения негативного влияния такого рода градиентов на выходную характеристику ЦАП широко используются расстановки взвешивающих элементов матрицы R-2R, позволяющие компенсировать градиент и сохранить требуемое соотношение сопротивлений для всех компонентов.

С одной стороны, упорядоченное размещение элементов массива взвешивающих элементов ЦАП предполагает упрощение соединения и уменьшение количества возникающих паразитных емкостей, сохраняя при этом минимальную занимаемую площадь на кристалле [1]. Однако, такая расстановка может быть неустойчивой к воздействию градиентов на матрицу взвешивающих элементов (резисторов), что негативно сказывается на характеристиках ЦАП. Применение специальных способов расстановки позволяет компенсировать влияние градиента, но при этом схема перестает быть оптимальной с точки зрения паразитных емкостей и длины проводников из-за сложности соединения элементов, вызванной их взаимным расположением [2]. Решение возникших неудобств дополнительно может приводить к увеличению площади. Для поиска компромисса нужна возможность производить оценку характеристик ЦАП для предполагаемой расстановки взвешивающих элементов (резисторов) на кристалле.

С целью учета влияния технологического градиента на номиналы взвешивающих элементов, а также построения выходной характеристики и соответствующих ей статических характеристик (интегральная нелинейность INL и дифференциальная нелинейность DNL) предлагается использовать скрипт в программе MATLAB. Алгоритм расчета включает в себя создание матрицы, показывающей расстановку взвешивающих элементов ЦАП, а также соответствующую ей матрицу номиналов с заданным градиентом искажения. Из-за внесенного искажения коэффициенты напряжений разрядов, формирующих выходное напряжение V_{out} , не соответствуют формуле идеального ЦАП, из-за чего необходимо выполнить расчет фактических коэффициентов рассматриваемой модели.

Использование MATLAB позволяет автоматизировать расчет для получения выходной и статических характеристик ЦАП типа R-2R при воздействии градиента и сравнить между собой различные расстановки взвешивающих элементов.

В ходе работы были рассмотрены два варианта матричного размещения взвешивающих элементов ЦАП разрядностью 8 бит: «с общим центром» (common centroid) и без компенсации искажений (regular). Расстановка «с общим центром» является примером расстановки с компенсацией линейных градиентов, но при этом она занимает сравнительно большую площадь на кристалле, а соединение элементов между собой затруднено расстоянием между ними [3]. Расстановка “regular” была выбрана по принципу наименьшей площади при простейшем соединении взвешивающих элементов (т.е. резисторов) ЦАП типа R-2R.

Были смоделированы три типа градиентов по обеим осям: линейный, квадратичный и центральный квадратичный. Максимальное значение при задании градиентов было ограничено значением в 20%. С учетом градиентов были получены выходные характеристики ЦАП при двух расстановках резисторов, а также DNL и INL, нормированные на величину минимального «шага» выходной характеристики (LSB).

Результаты моделирования приведены в табл. 1.

Полученные результаты показывают, что расстановка типа “common centroid” имеет преимущество при воздействии линейного или квадратичного градиента, причем в первом случае влияние градиента достаточно эффективно компенсируется.

Таблица 1. Результаты моделирования

Градиент	Максимальное значение DNL, LSB		Максимальное значение INL, LSB	
	Расстановка “regular”	Расстановка “common centroid”	Расстановка “regular”	Расстановка “common centroid”
Линейный	-6,894	$\sim 10^{-14}$	13,590	$\sim 10^{-14}$
Квадратичный	-3,027	-0,901	6,234	2,174
Центральный квадратичный	0,742	-3,553	0,910	8,191

С другой стороны, расстановка типа “regular” при центральном квадратичном градиенте показывает лучшие среди представленных в таблице результаты. Отметим, что скрипт, использованный в ходе данной работы, может быть использован в дальнейшем для моделирования влияния воздействий технологических градиентов при различных расстановках взвешивающих элементов на выходные и статические характеристики ЦАП типа R-2R.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов К.П. Исследование методик размещения взвешивающих элементов ЦАП с бинарной структурой // ЭБ СПбПУ. – 2020. – URL: <https://elib.spbstu.ru/dl/3/2020/vr/vr20-4137.pdf/info>. – (дата обращения: 19.10.2020).
2. Chen C., Lu N. Nonlinearity analysis of R-2R ladder-based current-steering digital to analog converter // IEEE International Symposium on Circuits and Systems (ISCAS). – 2013. – P. 833-836.
3. Parmar S.S., Gharge A.P. R-2R ladder circuit design for 32-bit digital-to-analog converter (DAC) with noise analysis and performance parameters // 2016 International Conference on Communication and Signal Processing (ICCSP). – 2016. – P. 467-468.

РАСЧЕТ ОШИБОК ДЛЯ КАЛИБРОВКИ МИКРОМЕХАНИЧЕСКОГО АКСЕЛЕРОМЕТРА
ПРИ ПОМОЩИ ШСВ-ВОЗДЕЙСТВИЯ

Для исследования аппаратуры на устойчивость к вибрациям, а также для расчета виброзащитных систем широко применяются так называемые случайные вибрационные воздействия, в частности, широкополосные случайные вибрации (ШСВ). При испытаниях на ШСВ в микромеханике для учета линейных ускорений в электронно-механических системах используются такие устройства как акселерометры. Они выполняются в виде интегральных схем с элементами, чувствительными к угловым скоростям и линейным ускорениям. При работе акселерометра необходимо учитывать ряд погрешностей, вызываемых, например, смещением нуля или ошибкой преобразования вибрации, расчет которых важен для последующей калибровки [1–3]. Смещение нуля (ориг. offset), часто называемое также как “смещение $0g$ ”, характеризуется постоянным уровнем выходного сигнала акселерометра в отсутствие внешнего воздействия. Одним из наиболее важных факторов, также требующих учета, является ошибка преобразования вибрации (ориг. Vibration Rectification error, VRE). Такая ошибка характеризуется дополнительным сдвигом в смещении нуля [4]. Для предотвращения появления таких ошибок как смещение нуля и преобразование вибрации на выходе акселерометра необходим расчет смещений выходного сигнала, что впоследствии позволит осуществить корректную калибровку акселерометра. В качестве исходных данных берется выходной сигнал акселерометра, испытывающего воздействие широкополосной случайной вибрации. Основной задачей является расчет ошибок акселерометра при помощи скрипта в MATLAB для последующей калибровки.

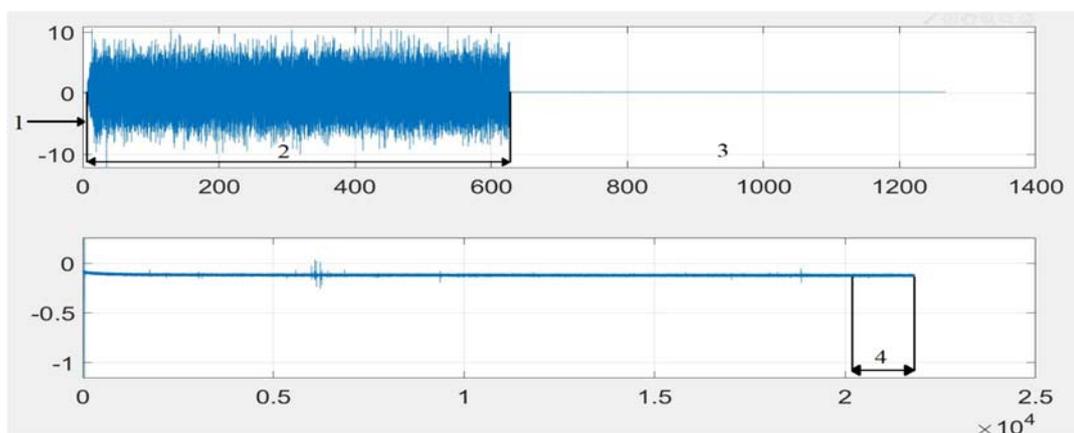


Рис. 1. ШСВ по оси z и паразитные колебания по оси чувствительности: 1 – первый участок, соответствующий нулевому смещению; 2 – второй участок, соответствующий ШСВ-воздействию; 3 – третий участок; 4 – участок колебаний по оси чувствительности без влияния переходных процессов

На основе данных, представляющих собой реакцию на ШСВ с амплитудой $13g$, построен график (зависимость линейного ускорения от времени в секундах), показывающий непосредственно воздействие случайной вибрации на акселерометр (рис. 1). При этом ШСВ действует на акселерометр по оси Z , располагающейся перпендикулярно плоскости крепления. Для удобства на том же рисунке выведен профиль вибрации по оси чувствительности акселерометра (показаны соответственно вверх и вниз на рис. 1).

Из рис. 1 видно, что выходные данные можно условно разделить на 3 части. Первая часть соответствует «нулевым» колебаниям, обусловленным выходным уровнем постоянного тока акселерометра. Такое отклонение связано также с наличием угла наклона в плоскости крепления акселерометра, что говорит о появлении паразитных колебаний на оси чувствительности, которые также требуют учета для нахождения смещения нуля. При сравнении профилей вибрации для вибрации по оси чувствительности выбирается промежуток, где переходные процессы не влияют на общий вид огибающей, что соответствует данным, располагающимся ближе к концу графика (рис. 1, часть 4). Для такого промежутка вычисляется среднее значение. Таким образом, из полученных данных можно найти суммарное отклонение, учитывающее начальное отклонение и отклонение по оси чувствительности. Оно находится путем вычитания среднего значения колебаний по оси чувствительности (рис. 1, часть 4) из среднего значения первого участка, соответствующего нулевым колебаниям. Так, по результатам работы программы, данное значение смещения нуля равно 0,31g. Тем не менее, для последующего учета смещения нуля при калибровке акселерометра необходимо учесть колебания стенда и скорректировать полученное ранее значение смещения нуля. Для вычисления смещения нуля используются среднее значение амплитуды колебаний стенда на всем промежутке времени и среднеквадратичные значения первого и второго участков ШСВ-воздействия, а также участка, выбранного на оси чувствительности (рис. 1, часть 4). Окончательно, ошибка смещения нуля имеет значение, равное 0,1128g. Ошибку преобразования вибрации можно найти как разницу между смещением нуля в промежутке до начала ШСВ-воздействия (рис. 1, часть 1) и средним значением амплитуды колебаний на выходе акселерометра непосредственно во время вибрационного воздействия (рис. 1, часть 2), измеренных в единицах ускорения свободного падения g [4]. Таким образом, ошибка преобразования вибрации определяется как разность средним значениям на 2-ом и 1-ом промежутке (рис. 1). В результате вычислений было получено значение $VRE = 0,0122g$.

В результате данной работы был разработан скрипт, позволяющий находить ошибку преобразования вибрации, а также смещение нуля, нормированное на колебание стенда. Найденные с помощью анализа ШСВ-воздействия значения ошибок могут быть использованы при дальнейшей калибровке микромеханического акселерометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Механические воздействия и методы виброзащиты. – Научная библиотека. [Электронный ресурс]. – URL: scask.ru/k_book_vb6.php?id=3. Последнее обращение 10.12.2019.
2. ГОСТ РВ 20.57.305-98. Аппаратура, приборы, устройства и оборудование военного назначения. Методы испытаний на воздействие механических факторов.
3. Бейкер Р. Введение в теорию виброиспытаний. – Ling Dynamic Systems, Inc. – 44 с.
4. Pham L., DeSimone A. Vibration Rectification in MEMS Accelerometers. Technical Article. – Analog Devices, Inc.

УДК 621.376.9

Т.Э. Шелепневич, М.М. Пилипко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЬТА-СИГМА МОДУЛЯТОРОВ ПСЕВДОДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ТИПА

Аналого-цифровые преобразователи на основе дельта-сигма модуляции используются для обработки относительно низкочастотных аналоговых сигналов с высокой точностью. Как

правило, дельта-сигма модуляторы реализуются в дифференциальном включении, что позволяет использовать все преимущества подобных схем, в частности подавление четных гармоник и синфазных помех. Однако информационные сигналы в сенсорных сетях зачастую бывают одиночными, и для использования дифференциальной схемы нужно либо искусственно ввести опорный сигнал, либо создать дополнительный блок для перевода одиночного сигнала в балансный вид. Недифференциальные схемы имеют известные недостатки – в частности, уход рабочей точки при изменении температуры и отклонении параметров, а также отсутствие подавления четных гармоник и синфазных помех. В данной работе рассмотрена псевдодифференциальная структура, которая позволяет преодолеть данные недостатки. Концепция дельта-сигма модуляторов недифференциального (обычного) и псевдодифференциального типа представлена на рис. 1 [1]. Во втором случае входной сигнал обрабатывается в двух фазах, что позволяет получить на выходе сигнал без четных гармоник и синфазных помех.

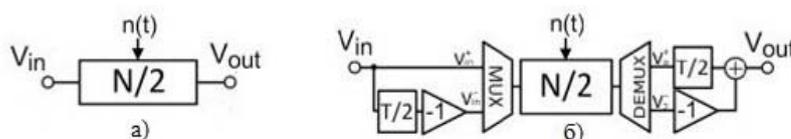


Рис. 1. Концепция структур (а) обычного и (б) псевдодифференциального модуляторов

Целью данной работы служит реализация схем обычной и псевдодифференциальной структур модуляторов второго порядка на идеальных элементах и по КМОП технологии 180 нм, рассмотрение свойств модуляторов с учетом шумов в схеме. Также необходимо проверить устойчивость псевдодифференциального модулятора к изменению температуры и разбросу параметров.

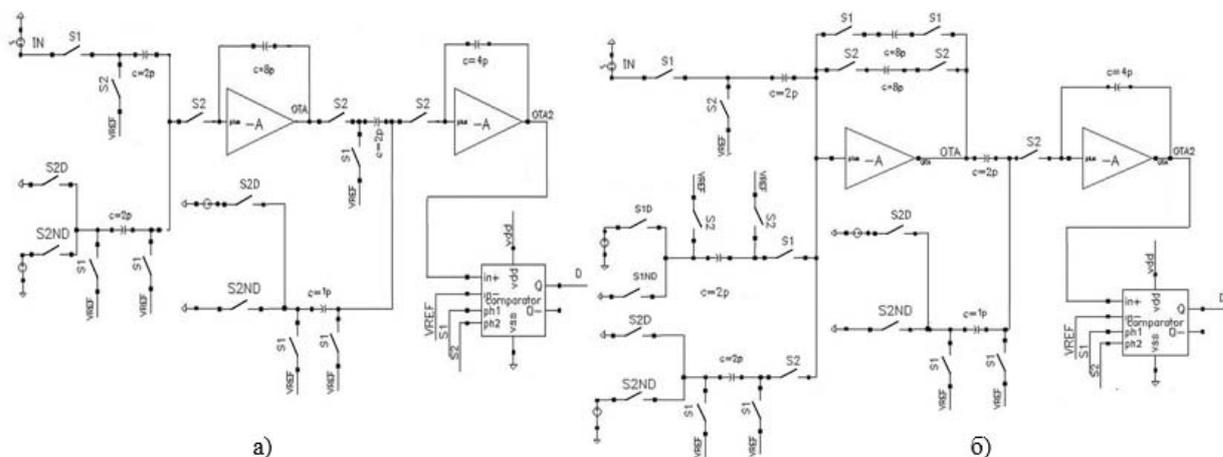


Рис. 2. Схемы дельта-сигма модуляторов (а) обычной структуры второго порядка и (б) псевдодифференциальной структуры второго порядка

При разработке интегральных схем используют дельта-сигма модулятор второго порядка, так как он устойчив и при этом обладает рядом преимуществ по сравнению с модулятором первого порядка [2, 3]. На рис. 2 показаны схемы на основе концепции (рис. 1).

Для построения схем модуляторов обычной и псевдодифференциальной структур были спроектированы основные схемные блоки: транзисторный ключ, усилитель на основе каскадного инвертора, компаратор, логические элементы. В ходе моделирования в ПО Cadence Virtuoso при напряжении питания 1,8 В получены значения отношения сигнал/шум для двух модуляторов при различной амплитуде входного сигнала (табл. 1).

Таблица 1. Зависимость отношения сигнал/шум (SNR) от амплитуды для модуляторов обычной и псевдодифференциальной структур

Амплитуда, В	Обычный	Псевдодифференциальный
	SNR, дБ	
0,1	53,35	59,22
0,2	57,71	61,43
0,3	64,18	62,81
0,4	65,21	64,49
0,5	67,00	62,30
0,6	64,28	56,93
0,7	61,51	59,04
0,8	55,47	56,21

Далее проведено моделирование обоих модуляторов второго порядка с учетом источников шума. С помощью опции «Transient noise» в моделирование включен шум вида $\frac{1}{f}$. Верхняя частота шума 1000 МГц (тактовая частота схемы – 10 МГц). Также в схему на выход усилителя добавлен синусоидальный источник (рис 3а). Спектры сигналов представлены на рис. 3б.

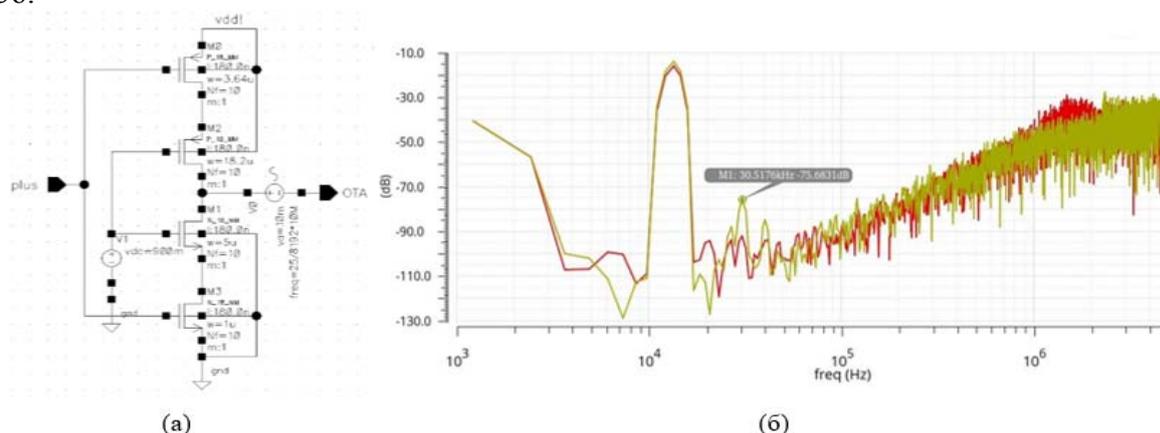


Рис. 3. Усилитель на основе каскодного инвертора с синусоидальным источником сигнала на выходе (а) и спектры сигналов на выходе в результате введения шума в дельта-сигма модулятор обычной структуры (зелёный) и псевдодифференциальной структуры (красный) (б)

Измерения отношения сигнал/шум проводились при значениях амплитуды, для которых SNR имеет максимальное значение. Псевдодифференциальная схема оказалась более устойчивой к появлению шума в схеме. Значение SNR обычного модулятора понизилось до 60,18 дБ. Псевдодифференциальная структура подавила гармонику на частоте синусоидального источника 30,517 кГц. А значение SNR уменьшилось лишь до 64,36 дБ. Однако следует проверить, как на схему модулятора псевдодифференциальной структуры влияет разброс температур и уход параметров. Проведено моделирование при различных температурах: -40°C, 27°C, 85°C, а результаты представлены в табл. 2. Как видно из табл. 2, значение SNR сильно уменьшается при уменьшении или увеличении температуры.

Таблица 2. Зависимость SNR от температуры для модулятора псевдодифференциальной структуры

Температура, °C	-40°C	27°C	85°C
SNR, дБ	44,03	64,36	45,87

Для обеспечения устойчивости схемы к изменениям температуры и уходу параметров предложена модификация схемы каскодного усилителя (рис. 4). Введен вспомогательный усилитель, на вход которого подается напряжение рабочей точки VREF (0,9 В). Напряжение test на выходе усилителя номинально также должно быть 0,9 В. При появлении отклонения, цепь обратной связи подстраивает значение сигнала fb так, чтобы компенсировать это отклонение.

Как видно из табл. 3, удалось обеспечить устойчивость схемы псевдодифференциальной структуры к изменению температуры. Также проверено влияние разброса параметров на отношение сигнал/шум. Рассматриваются крайние случаи отклонения – «корнеры». Для n-МОП и p-МОП транзисторов есть номинальный набор параметров «tt» и четыре сочетания их ухода: «ff», «ss», «fnsp» и «snfp» (табл. 4). В худшем случае снижение SNR составляет около 10 дБ.

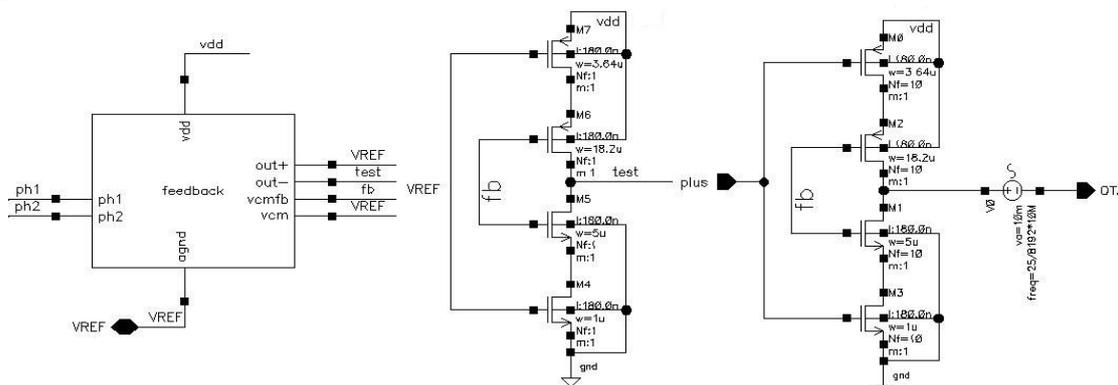


Рис. 4. Модификация усилителя: цепь обратной связи, вспомогательный усилитель, основной усилитель

Таблица 3. Зависимость SNR от температуры для псевдодифференциальной структуры с использованием новой реализации усилителя

Температура	-40°	27°	85°
SNR	64,82	65,21	65,01

Таблица 4. Влияние разброса параметров на отношение сигнал/шум псевдодифференциального модулятора

Уход параметров	tt	ff	ss	fnsp	snfp
SNR, дБ	65,21	60,24	66,17	55,61	56,04

Таким образом, в работе показано преимущество псевдодифференциальной структуры в подавлении кратных гармоник и синфазных помех. При полосе входного сигнала 78 кГц и тактовой частоте 10 МГц схема обеспечивает отношение сигнал/шум до 65 дБ. Для обеспечения устойчивости модулятора к изменениям температуры и уходу параметров предложена модификация усилителя. Схема подходит для оцифровки сигналов сенсоров с одиночным выходом.

ЛИТЕРАТУРА

1. de la Rosa J.M. Sigma-Delta Modulators: Tutorial Overview, Design Guide, and State-of-the-Art Survey // IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers. – 2011. – V. 58. – N 1. – P. 1-21.
2. Коротков А.С. и др. Дельта-сигма модулятор частотой дискретизации 50 МГц на основе 0.18 мкм КМОП технологии // Микроэлектроника. – 2010. – Т. 39. – № 3. – С. 230-240.
3. Козлов А.С., Пилипко М.М. Исследование аналого-цифровых преобразователей на основе сигма-дельта модуляции // В сборнике: Неделя науки СПбПУ. – 2019. – С. 38-40.

ЭЛЕКТРОННЫЕ КАЛИБРОВКИ ДЛЯ ЦИФРО-АНАЛОГОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) – это устройство, широко используемое в системах коммуникации [1], которое осуществляет преобразование входного цифрового кода в выходной аналоговый сигнал, являющийся либо током, либо напряжением. С точки зрения архитектуры ЦАП могут быть бинарными, унарными, элементы которых управляются дешифратором [2], и фибоначчиевыми [3].

Процесс преобразования кода в ЦАП происходит с помощью взвешивающих элементов, представленных в данной работе в виде источников тока. Однако результат преобразования подвергается влиянию ошибок, которые появляются при работе ЦАП или вызываются рассогласованием взвешивающих элементов, возникающим при изготовлении интегральной схемы (ИС). Для уменьшения влияния подобных ошибок на результат преобразования и снижения требований к точности исполнения элементов применяется калибровка ЦАП, являющаяся одним из возможных решений данных проблем.

В свою очередь, калибровку ЦАП можно разделить на две основные группы – механическая калибровка и электронная калибровка. Механическая калибровка подразумевает наличие какого-либо механического воздействия на элементы, что приводит к корректировке их значений. Например, к такой группе калибровок можно отнести процесс лазерного пережигания перемычек. В случае электронной калибровки корректировка элементов происходит не механически, а электрически с помощью специальной электронной калибровочной цепи, которая формирует корректирующий сигнал. Таким образом, воздействуя на цепь преобразователя, происходит калибровка выходного сигнала схемы. В данной работе будут рассмотрены электронные методы калибровки ЦАП, а также будет представлена классификация электронных калибровок, составленная на основе анализа тематических публикаций.

Существует большое разнообразие методов и алгоритмов для электронной калибровки ЦАП, которые могут использовать схожие подходы для корректировки сигнала ЦАП или сигнала его элементов. Целью данной работы является систематизация методов калибровки и их разделение на независимые части. Для этого необходимо выбрать критерии и составить классификацию электронных калибровок.



Рис. 1. Классификация электронных калибровок ЦАП

На рис. 1 представлена классификация электронных калибровок, составленная по результатам анализа литературы. Согласно классификации, были выбраны следующие критерии, позволяющие отличать методы калибровки друг от друга: наличие/отсутствие калибровочного элемента, целевой сигнал и форма хранения калибровочного сигнала.

Кроме того, калибровки могут отличаться по вспомогательным критериям, принципиально не влияющим на подход к калибровке, а именно: режим калибровки и расположение калибровочной цепи. Подробное описание критериев будет рассмотрено ниже.

Наличие или отсутствие калибровочного элемента определяет то, содержится ли калибровочный элемент, являющийся компонентом, ответственным за формирование корректирующего сигнала, в калибровочной цепи, или корректировка проводится без его использования. Целевой сигнал означает то, какой именно сигнал подвергается калибровке – выходной сигнал самого ЦАП, или сигналы его взвешивающих элементов. Форма хранения калибровочного сигнала определяет вид, в котором хранится корректирующий сигнал в памяти калибровочной цепи – в аналоговой или цифровой форме. Теперь введём определение вспомогательных критериев: режим калибровки преобразователя определяет, в какой момент времени относительно процесса преобразования происходит калибровка сигнала – до процесса преобразования, то есть предварительная калибровка, или одновременно с ним – фоновая калибровка. Расположение калибровочной цепи определяет её место нахождения относительно кристалла ЦАП. Если калибровочная цепь может быть реализована на одной ИС вместе с преобразователем, то такую калибровку следует называть самокалибровкой. Если такое решение технологически нереализуемо или нецелесообразно, калибровочная цепь находится вне ИС ЦАП и процесс следует просто называть калибровкой. Стоит отметить, что все методы калибровки в данной работе могут быть выполнены при любой комбинации режима калибровки и расположения калибровочной цепи. Теперь, после того как были введены критерии классификации, подробнее рассмотрим виды и алгоритмы калибровок.

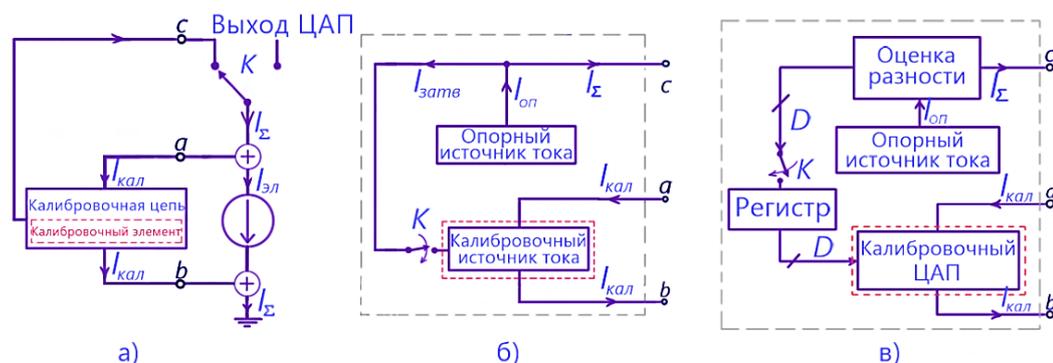


Рис. 2. Калибровочная цепь (а) – подключенная к элементу (б) – для аналоговой калибровки (в) – для цифровой калибровки

Для начала приведём возможные варианты построения калибровочных цепей для методов с использованием калибровочного элемента. На рис. 2 (а) можно видеть взвешивающий элемент с подключённой калибровочной цепью, где $I_{кал}$ – калибровочный сигнал, $I_{эл}$ – сигнал калибруемого элемента и I_{Σ} – их суммарный ток. На рис. 2 (б) изображена цепь для аналоговых методов калибровки, где калибровочным элементом является источник тока [4], и на рис. 2 (в) – цепь для цифровых калибровок, где калибровочным элементом является калибровочный ЦАП [1].

Как видно из рис. 2 (а), калибровочная цепь подключается к элементу в точках, обозначенных a , b и c , которые также отмечены на рис. 2 (б, в). Аналоговый метод калибровки, использующий калибровочную цепь, представленную на рис. 2 (б), основан на принципе копирования опорного тока $I_{оп}$. Ток $I_{затв}$, являющийся разностью опорного $I_{оп}$ и суммарного I_{Σ}

токов, подаётся на вход калибровочного элемента. Этот управляющий сигнал калибровочного элемента хранится в аналоговой форме в виде напряжения. Таким образом, происходит подстройка сигнала $I_{\text{кал}}$, который далее складывается с сигналом взвешивающего элемента, образуя в сумме I_{Σ} . Теперь рассмотрим калибровочную цепь для цифровой калибровки, представленную на рис. 2 (в). Здесь разность опорного и суммарного токов, представленная в виде кода D , сохраняется в цифровом виде в регистре и затем преобразуется калибровочным ЦАП в сигнал $I_{\text{кал}}$.

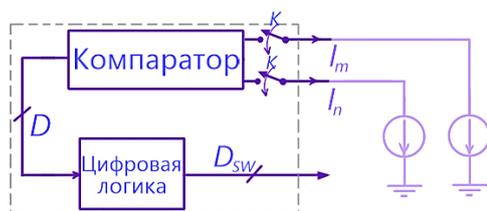


Рис. 3. Калибровочная цепь без калибровочного элемента

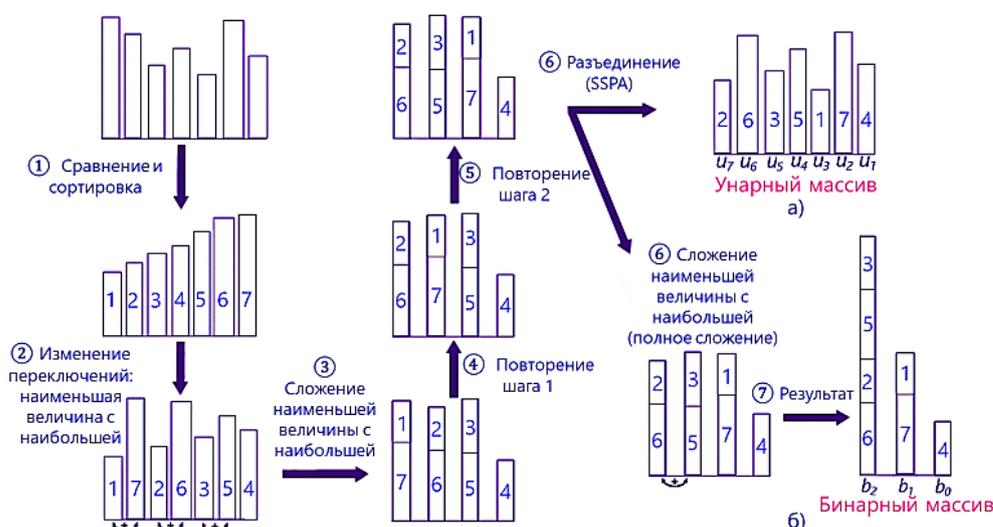


Рис. 4. Алгоритмы для калибровок (а) – SSPA (б) – через полное сложение

Далее перейдём к рассмотрению методов калибровки без калибровочного элемента, которые используют алгоритмы, принципиально отличающиеся от ранее рассмотренных подходов. Вариант построения калибровочной цепи для таких методов представлен на рис. 3.

Данные методы основаны на сравнении сигналов элементов, их сортировке и дальнейшем изменении их схемы управления. Компаратор осуществляет сравнение сигналов пар элементов I_m и I_n . Далее, результат сравнения D обрабатывается блоком цифровой логики, в результате чего формируется код D_{sw} , который управляет ключами элементов. На рис. 4 описаны два алгоритма калибровки – SSPA [5] и через полное сложение [6], основанные на принципе изменения последовательности переключений. Как можно видеть, результатом таких калибровок является формирование нового унарного или бинарного массива элементов.

Разделение методов калибровки на независимые части сделано с целью дальнейшего объединения различных методов калибровок, что может быть полезным при создании новых подходов и алгоритмов для калибровки ЦАП.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chen H.-H., Lee J., Weiner J., Chen Y.-K. and Chen J.-T. A 14-b 150 MS/s CMOS DAC with Digital Background Calibration // 2006 Symposium on VLSI Circuits. – Digest of Technical Papers., Honolulu, HI, 2006. – P. 51-52.

2. Енученко М.С. Методика цифрового проектирования дешифратора термометра // В сборнике: Навигация и управление движением. Материалы XX конференции молодых ученых с международным участием. Научный редактор О.А. Степанов. Под общей редакцией В.Г. Пешехонова. – 2018. – С. 262-263.

3. Названов А.А., Енученко М.С. 10-разрядный фибоначчиевый ЦАП // В сборнике: Навигация и управление движением. Материалы XXI конференции молодых ученых с международным участием. Под общей редакцией В. Г. Пешехонова. – 2019. – С. 209-211.

4. Bugeja A.R., Song B.-S. A self-trimming 14-b 100-MS/s CMOS DAC // IEEE Journal of Solid-State Circuits. – 2000. – V. 35. – N 12. – P. 1841-1852.

5. Chen T., Gielen G. A 14-bit 200-MHz Current-Steering DAC with Switching Sequence Post-Adjustment Calibration // 2006 IEEE Asian Solid-State Circuits Conference, Hangzhou, 2006. – P. 347-350.

6. Tao Z., Degang C. New calibration technique for current-steering DACs // Proceedings of 2010 IEEE International Symposium on Circuits and Systems. – Paris, 2010. – P. 573-576.

УДК 621.376.9

М.М. Дегирменджи, М.М. Пилипко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛЬТА-СИГМА МОДУЛЯТОРОВ С ДВУХФАЗНОЙ ВЫБОРКОЙ

В современном мире нарастает популярность портативных электронных устройств, и одновременно появляется запрос на уменьшение их энергопотребления при сохранении в той или иной мере производительности. Уменьшение проектной нормы КМОП-технологии позволяет уменьшить энергопотребление, но вместе с тем ведет к необходимости понижения напряжения питания, что в свою очередь может вызывать ряд трудностей при проектировании аналоговых схем.

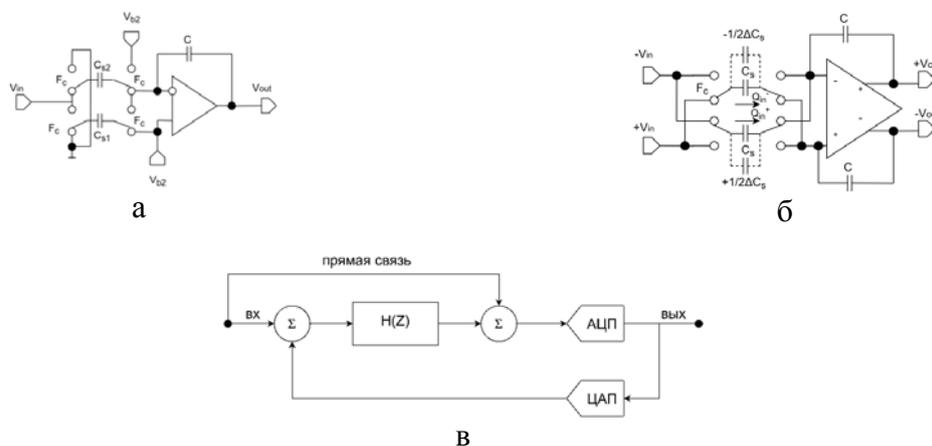


Рис. 1. (а) Интегратор с фиксированной точкой, (б) Интегратор с плавающей точкой, (в) Дельта-сигма модулятор с прямой связью

АЦП на основе $\Delta\Sigma$ модуляторов, имеют достаточно большие перспективы благодаря пониженному уровню шума в области рабочих частот и относительно малой чувствительности к технологическому разбросу параметров. При использовании в $\Delta\Sigma$ модуляторе интеграторов на переключаемых конденсаторах появляется возможность применения метода двухфазной выборки [1], позволяющего удвоить частоту выборки при неизменной тактовой частоте. В работе будет рассмотрена базовая структура $\Delta\Sigma$ модулятора с обратной связью второго

порядка [2], модулятор с применением метода двухфазной выборки с фиксированным потенциалом (рис. 1а), и две реализации модулятора с плавающей точкой [3] (рис. 1б) – стандартная на основе базовой структуры и предложенная на основе структуры модулятора с прямой связью [4, 5] (рис. 1в).

Недостатком метода двухфазной выборки с фиксированной точкой является высокая чувствительность к разбросу параметров переключаемых конденсаторов [1]. При неравенстве их емкостей возникает паразитная амплитудная модуляция на частоте переключения конденсаторов. Высокочастотный шум через петлю обратной связи складывается с гармоникой F_c и переносится в низкочастотную область, ухудшая отношение сигнал-шум (SNR). Как будет видно далее, схема с плавающей точкой решает данную проблему.

В основе работы $\Delta\Sigma$ модулятора с прямой связью лежит идея того, чтобы разделить обработку входного сигнала и сигнала с шумами квантования. В отсутствие компоненты входного сигнала уменьшается размах напряжений во внутренних узлах модулятора, тем самым смягчаются требования к рабочему диапазону напряжений усиления. Помимо этого, искажения становятся независимыми от входного сигнала, а значит, ослабляются требования к линейности устройства. Однако использование входной прямой связи требует уменьшения времени обработки сигнала и применения аналогового сумматора. Модификация структуры с прямой связью [4, 5] позволяет преодолеть эти недостатки. Предлагается применить прямую связь в модуляторе с двухфазной выборкой.

Целью данной работы является сопоставление структуры $\Delta\Sigma$ модулятора второго порядка со структурами, использующими метод двухфазной выборки.

Для реализации $\Delta\Sigma$ модуляторов необходимо было построить операционный транскондуктивный усилитель [5], компаратор, D-триггер, КМОП-ключ [2]. Использовано ПО Virtuoso и параметры 180 нм КМОП технологии с напряжением питания 1,8В. При моделировании схем частота тактовых импульсов составляет 1 МГц, частота входного сигнала 1343 Гц, коэффициент передискретизации равен 128, а рабочая полоса частот составляет от 0 до 7813 Гц.

Зависимость SNR от амплитуды входного сигнала для модулятора с применением метода двухфазной выборки с фиксированной точкой приведена на рис. 2. Для сравнения показана зависимость для обычного модулятора второго порядка. Как видно, разброс номиналов на $\pm 2\%$ приводит к резкому ухудшению свойств схемы. На рис. 3 изображена зависимость SNR от входной амплитуды для стандартного модулятора с применением метода двухфазной выборки с плавающей точкой (без разброса и с разбросом $\pm 2\%$) и для модулятора с прямой связью. Видно, что разброс не оказывает существенного влияния на вид зависимости. Также отметим, что схема с прямой связью дает прирост SNR не менее 3 дБ во всем диапазоне амплитуд. Спектр выходного сигнала $\Delta\Sigma$ модулятора с применением метода двухфазной выборки с плавающей точкой с прямой связью изображен на рис. 4. Рассмотрено влияние температуры на максимальный SNR всех перечисленных модуляторов (табл. 1).

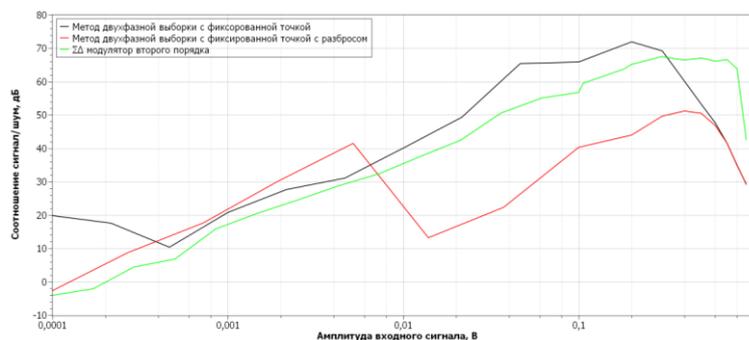


Рис. 2. Зависимость SNR от амплитуды входного сигнала для схемы с фиксированной точкой

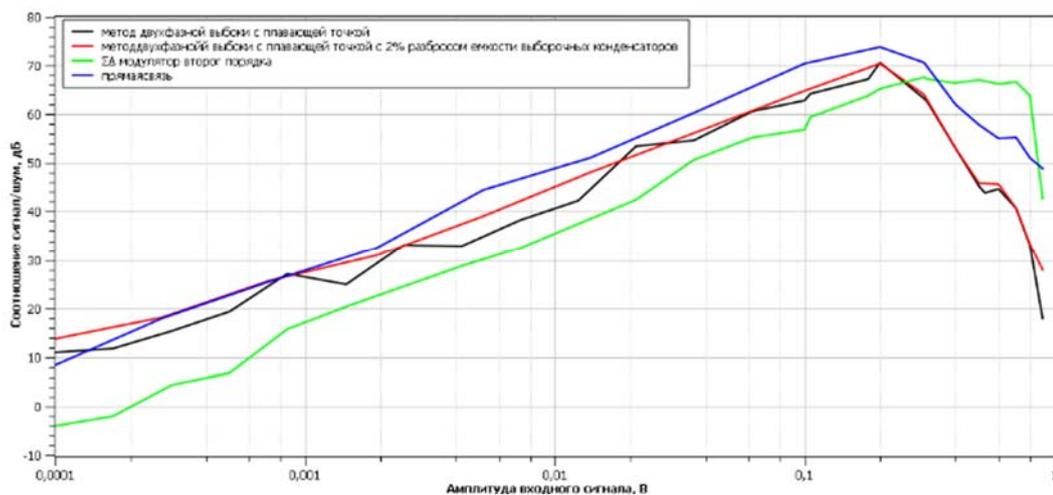


Рис. 3. Зависимость SNR от амплитуды входного сигнала для схем с плавающей точкой

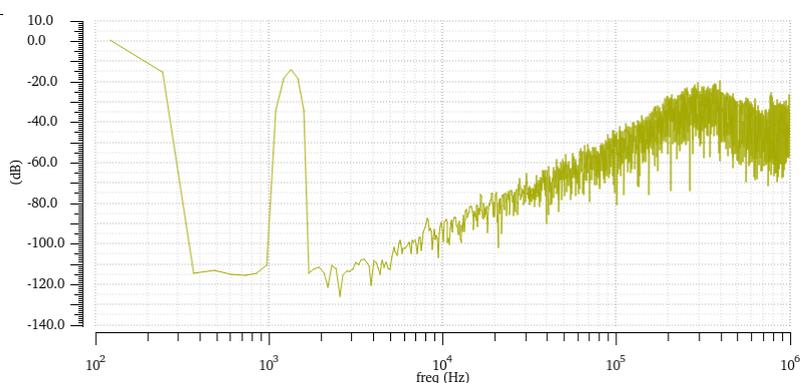


Рис. 4. Спектр выходного сигнала ДМ модулятора с прямой связью.

Таблица 1. Результаты работы модуляторов при разных температурах

		Температура, °С		
		-40	27	85
Максимальное соотношение сигнал/шум, дБ	ДМ модулятор второго порядка	67,63	67,25	66,46
	ДМ модулятор с применением метода двухфазной выборки с фиксированным	72,74	70,97	70,67
	ДМ модулятор с применением метода двухфазной выборки с плавающей	69,69	70,06	69,02
	ДМ модулятор с применением метода двухфазной выборки с прямой связью	72,89	73,90	72,06

Таким образом, в ходе работы построены и изучены основные элементы, необходимые для разработки ДМ АЦП. Построена и изучена схема ДМ модулятора второго порядка. Построены схемы ДМ модулятора с применением метода двухфазной выборки с фиксированной точкой и плавающей точкой, в том числе с прямой связью. Проведено сравнение характеристик с учетом разброса параметров и изменения температуры. Использование метода двухфазной выборки способствует уменьшению уровня шумов квантования в рабочей полосе частот, однако схема ДМ модулятора с использованием двухфазной выборки имеет тенденцию к возникновению кратных гармоник в спектре выходного сигнала при более низких амплитудах входного сигнала, чем у обычной структуры ДМ модулятора. Об этом свидетельствует резкий спад отношения сигнал-шум, начиная с амплитуды входного сигнала 200–300 мВ (рис. 3), в то время как значительное ухудшение

данного параметра у базовой схемы происходит в районе 800 мВ. Максимальный коэффициент сигнал-шум у схемы с плавающей точкой составил 70,06 дБ, что на 2,81 дБ больше, чем у $\Delta\Sigma$ модулятора второго порядка. Выигрыш схемы с фиксированной точкой составил 3,72 дБ, свойства данной схемы резко ухудшаются при наличии технологического разброса емкостей. Дополнительного прироста соотношения сигнал/шум удалось добиться введением прямой связи (73,90 дБ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Senderowicz D., Nicollini G., Pernici S., Nagari A., Confalonieri P., Dallavalle C. Low-voltage double-sampled Sigma-Delta converters // IEEE J. Solid-State Circuits. – 1997. – V. 32. – N 12. – P. 1907-1919.
2. Коротков А.С., Пилипко М.М., Морозов Д.В., Хауэр Й. Дельта-сигма модулятор с частотой дискретизации 50 МГц на основе 0.18 мкм КМОП технологии // Микроэлектроника. – 2010. – Т. 39. – № 3. – С. 230-240.
3. Lee K., Chae J., Temes G.C. Efficient fully-floating double-sampling integrator for $\Delta\Sigma$ ADCs // IEEE International Symposium on Circuits and Systems. – 2008. – P. 1440-1443.
4. Gharbiya A., Johns D.A. On The Implementation of Input-Feedforward Delta-Sigma Modulators // IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. – 2006. – V. 53. – N 6. – P. 453-457.
5. Kozlov A.S., Pilipko M.M. A Second-order Sigma-delta Modulator with a Hybrid Topology in 180 nm CMOS // 2020 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering. – 2020. – P. 144-146.

УДК 53.043

А.А. Третьяков¹, Р.Д. Буслаев¹, Н.Т. Сударь¹, И.Ю. Сапурина²
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Институт высокомолекулярных соединений РАН

НОВЫЙ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ КОМПОЗИТА ПОЛИАНИЛИНА С НАНОТРУБКАМИ

Термоэлектрические материалы, демонстрирующие прямое преобразование тепла в электричество, с каждым годом вызывают все больший и больший интерес. Такие материалы могут стать основой для производства термогенераторов и охлаждающих систем без каких-либо подвижных частей [1]. Принцип работы этих устройств базируется на трех эффектах: эффекте Зеебека, состоящем в возникновении разности потенциалов при контакте двух разнородных полупроводников и нагревании концов одного из них; эффекте Пельтье, согласно которому в двух разнородных полупроводниках создается градиент температур при прохождении электрического тока; и эффекте Томсона, суть которого состоит в том, что если в проводнике, по которому протекает электрический ток, существует градиент температур, коллинеарный направлению протекания тока, то в объеме проводника поглощается или выделяется тепло. Несмотря на то, что эти термоэлектрические эффекты были обнаружены независимо, они взаимосвязаны посредством соотношения Кельвина, которое и описывает основные термоэлектрические свойства материала [1, 2].

Эффективность преобразования энергии термоэлектриками можно оценить по безразмерному коэффициенту добротности, определяемому как $ZT = \alpha^2 \sigma T / \kappa$ и коэффициенту мощности (PF), равному $PF = \alpha^2 \sigma$, где α – коэффициент Зеебека, σ – удельная проводимость, κ – коэффициент теплопроводности и T – температура [3].

Известно большое число полимерных проводящих термоэлектрических материалов, среди которых большое внимание уделяется изучению полианилина (PANI). Этот полимер обладает уникальными свойствами, среди которых следует отметить: простоту синтеза,

возможность обратимого перехода из низкопроводящего в высокопроводящее состояние, а также небольшую стоимость [4, 5]. Однако, коэффициент мощности PANI невелик из-за его относительно низкой электропроводности и коэффициента Зеебека. Значение PF для PANI составляет $\sim 10^{-6} \text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-2}$, что на 2-3 порядка меньше, чем у современных неорганических термоэлектрических материалов. Таким образом, PANI в чистом виде не выдерживает конкуренции с неорганическими термоэлементами. Решением может стать композитный материал на основе PANI с высокопроводящими добавками, например, с углеродными нанотрубками [4, 6].

Нами исследовались образцы композиты PANI с углеродными нанотрубками. Тонкие слои PANI наносились на поверхность нанотрубок методом *in situ* полимеризации анилина из раствора мономера. Затем нанотрубки обрабатывались растворами с различными значениями pH, что приводило к изменению проводимости PANI, на поверхности нанотрубок. Далее нанотрубки высушивались и, полученный таким способом порошок, прессовался при давлении 8 тонн.

Измерения коэффициента Зеебека и проводимости, а также их температурных зависимостей для всех образцов были выполнены с помощью прибора SBA 458 Nemesis.

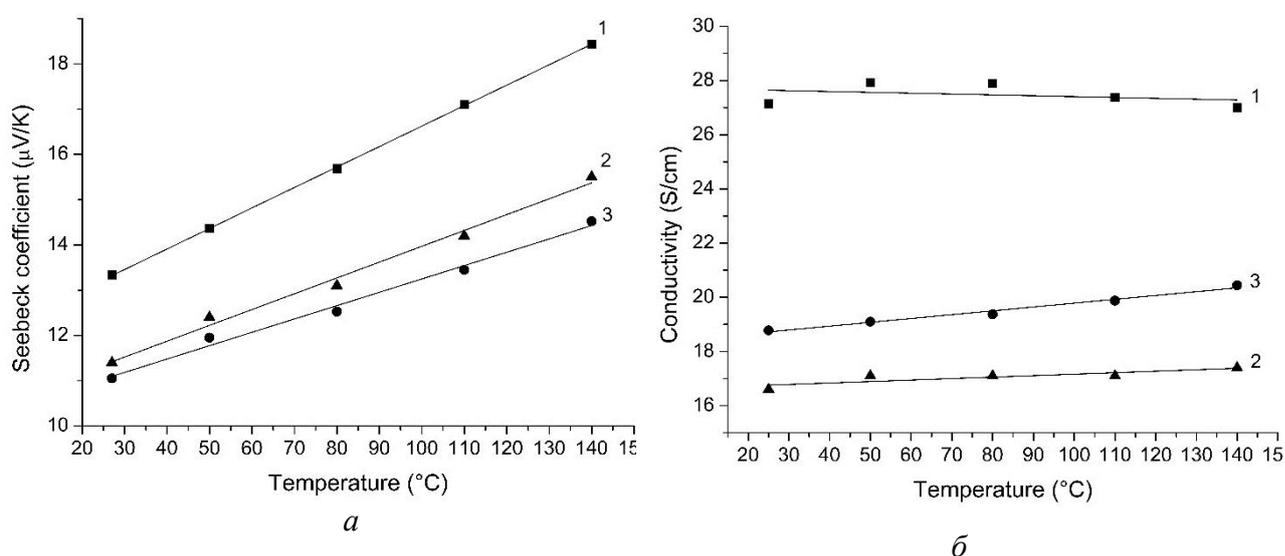


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Зеебека (а) и проводимости (б) для образцов с различным значением pH. 1 – pH = 1; 2 – pH = 7; 3 – pH = 10

На рис. 1(а) представлена температурная зависимость коэффициента Зеебека для образцов с различным значением pH. Отметим, что значение коэффициента Зеебека приблизительно линейно возрастает с увеличением температуры. Из рис. 1(а) также видно, что процесс протонирования и депротонирования образцов оказывает значительное влияние на коэффициент Зеебека. Так, самым высоким коэффициентом Зеебека обладают образцы, обработанные раствором с высокой кислотностью. За ними следует образец, обработанный раствором с нейтральным значением pH. Самым низким коэффициентом Зеебека характеризуются образцы, обработанные сильнощелочным раствором. В процессе нагревания коэффициент Зеебека для образцов с pH = 1 возрос на 38%. Для образцов с pH = 7 и pH = 10 коэффициент Зеебека увеличился на 31% и 36% соответственно. На рис. 1 (б) изображена температурная зависимость проводимости для всех образцов. Как и ожидалось, самой высокой проводимостью обладают протонированные образцы. Из рис. 1 (б) видно, что протонирование и депротонирование образцов оказывает заметное влияние на их проводимость, однако проводимость слабо зависит от температуры во всем изученном нами диапазоне ее изменения.

Сопоставим полученные результаты с результатами известными из литературы [7, 8]. Авторами работы [7] для композита полианилина с нанотрубками значение коэффициента Зеебека и проводимости определено соответственно в $10 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$ и $17 \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$. Такие значения хорошо соотносятся с результатами, полученными для наших образцов. Однако, в работе [8] значения коэффициента Зеебека и проводимости для композитных образцов PANI с одностенными углеродными нанотрубками оказались существенно выше. Максимум, который удалось достичь авторам [8] составил $1.25 \times 10^4 \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$ для проводимости и $40 \text{ мкВ}\cdot\text{К}^{-1}$ для коэффициента Зеебека. Причина столь существенных различий результатов, достигнутых в этой работе, с результатами работы [7] и нашими результатами будет являться предметом наших дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. He M., Qiu F., Lin Z. Towards high-performance polymer-based thermoelectric materials // *Energy & Environmental Science*. – 2013. – V. 6. – N 5. – P. 1352-1361.
2. Crispin D.X. Retracted article: towards polymer-based organic thermoelectric generators // *Energy & Environmental Science*. – 2012.
3. Shah K.W. et al. One-Dimensional Nanostructure Engineering of Conducting Polymers for Thermoelectric Applications // *Applied Sciences*. – 2019. – V. 9. – N 7. – P. 1422.
4. Yao Q. et al. Abnormally enhanced thermoelectric transport properties of SWNT/PANI hybrid films by the strengthened PANI molecular ordering // *Energy & Environmental Science*. – 2014. – V. 7. – N 11. – P. 3801-3807.
5. Trchová M. et al. Thermally Induced Protonation of Conducting Polyaniline Film by Dibutylphosphite Conversion to Phosphate // *The Journal of Physical Chemistry A*. – 2018. – V. 122. – N 49. – P. 9492-9497.
6. Мавринский А.В., Байтингер Е.М. Термоэлектродвижущая сила углеродных нанотрубок // *Физика и техника полупроводников*. – 2009. – Т. 43. – № 4. – С. 501-506.
7. Wang Q. et al. Enhanced thermoelectric properties of CNT/PANI composite nanofibers by highly orienting the arrangement of polymer chains // *Journal of Materials Chemistry*. – 2012. – V. 22. – N 34. – P. 17612-17618.
8. Yao Q. et al. Enhanced thermoelectric performance of single-walled carbon nanotubes/polyaniline hybrid nanocomposites // *Acs Nano*. – 2010. – V. 4. – N 4. – P. 2445-2451.

УДК 621.389

Я.Н. Ковач, С.С. Рочас

Национальный исследовательский университет ИТМО

КОЛЬЦЕВАЯ ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЙ

Перспективными областями применения разработанного устройства являются системы контроля состояния светопропускающих датчиков, транспорт, системы безопасности и видеонаблюдения [1]. В частности, детектор может быть использован для повышения технологических показателей лидаров и видеокамер навигационных систем беспилотных автомобилей [2], число которых на дорогах общего пользования в последние годы неизменно возрастает [3]. Интеграция разработанного детектора с автоматизированными системами очистки позволит значительно повысить эффективность применения устройств, функционирование которых может быть нарушено вследствие внешнего загрязнения [4].

В настоящей работе описана конструкция масштабируемого оптоэлектронного детектора в форме цилиндра диаметром 100 мм и высотой 40 мм, предназначенного для контроля загрязнения светопропускающих устройств. Детектор состоит из 2 печатных плат с инфракрасными (ИК) светодиодами на основе GaAs с оптической мощностью 50 мВт и ИК

фототранзисторами с резистивными элементами и операционными усилителями, оптической детали со сложным профилем сечения. Принцип действия основан на полном внутреннем отражении излучения светодиодов. Регистрация загрязнений производится по оптическому сигналу, поступающему на приемный элемент, в 4 секторах. Конструктивные параметры системы определены по результатам компьютерного моделирования в Zemax в частях ресурсоемкости изготовления оптических элементов, массогабаритных параметров и освещенности фоточувствительного элемента системы детектирования.

Расчет оптической системы проводился для трех значений высоты оптической части детектора: 20, 30, 40 мм (в расчете учитывалось 5 миллионов лучей). Для каждого значения высоты толщина стенок варьировалась от 5 до 2 мм с шагом 1 мм. По результатам моделирования были выбраны параметры системы: высота – 40 мм, толщина стенки – 2 мм. Были предложены и исследованы три различных профиля сечения оптической части: профиль с призмой, профиль с изогнутыми гранями призмы, профиль с призмой и микролинзами (рис. 1а). Профиль с изогнутыми гранями призмы является наиболее предпочтительным ввиду низкой ресурсоемкости изготовления и большей площади освещения несмотря на то, что максимальная освещенность в точке была достигнута для профиля с микролинзами (рис. 1б).

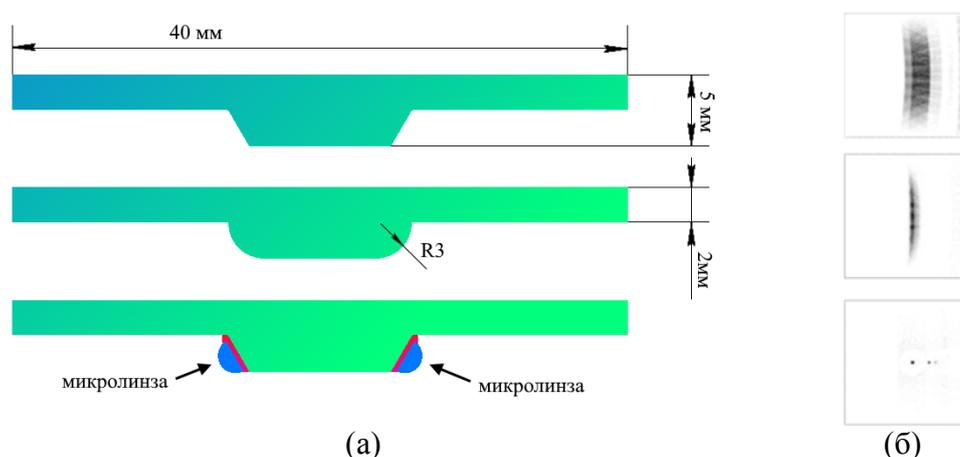


Рис. 1. (а) Виды исследованных профилей сечения: с призмой, с изогнутыми гранями призмы, с микролинзами; (б) освещенность в плоскости фотоприемника для каждого из профилей сечения

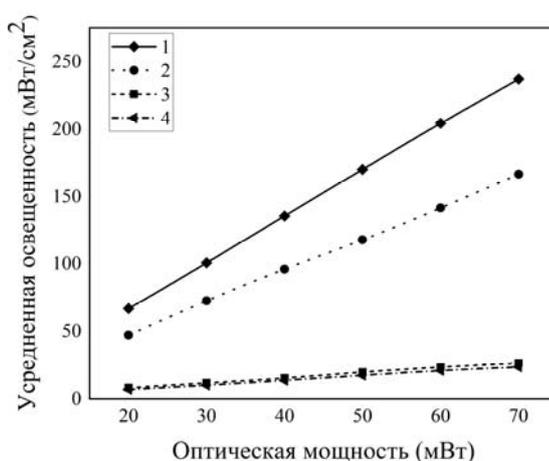


Рис. 2. Зависимость средней освещенности в плоскости фотоприемника от оптической мощности светодиодов. 1, 2 – зависимости для профиля сечения с изогнутыми гранями для чистой и загрязненной поверхности детектора; 3, 4 – зависимости для профиля сечения с призмой для чистой и загрязненной поверхности

На рис. 2 приведены зависимости средней освещенности в плоскости фотоприемника от оптической мощности светодиодов для чистой и загрязненной внешней поверхности детектора. Для профиля сечения с изогнутыми гранями изменение средней освещенности при загрязнении составило 29%, для профиля с призмой – 12%.

Результаты моделирования для профиля сечения с изогнутыми гранями для чистой и загрязненной поверхности детектора свидетельствуют о том, что присутствие загрязняющих слоев приводит к изменению оптических свойств системы и, как следствие, снижению максимальной освещенности в плоскости фотоприемника со значения $165 \text{ мВт}\cdot\text{см}^2$ до $140 \text{ мВт}\cdot\text{см}^2$, что соответствует уровню потерь 15%.

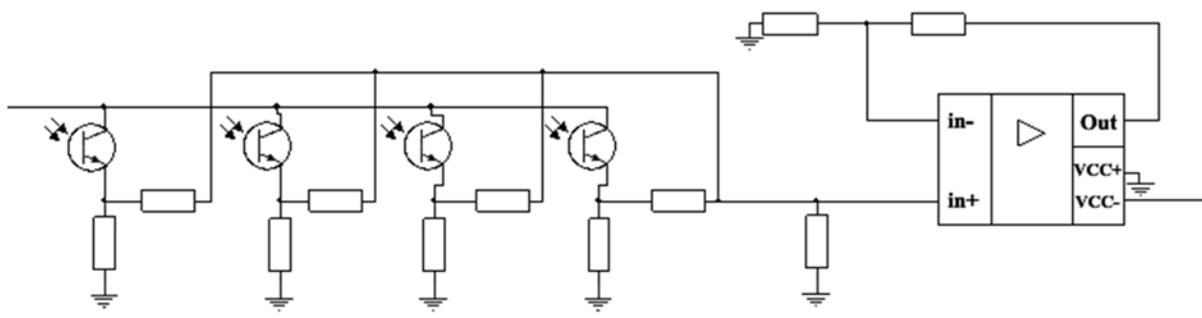


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема одного сектора платы с ИК фототранзисторами

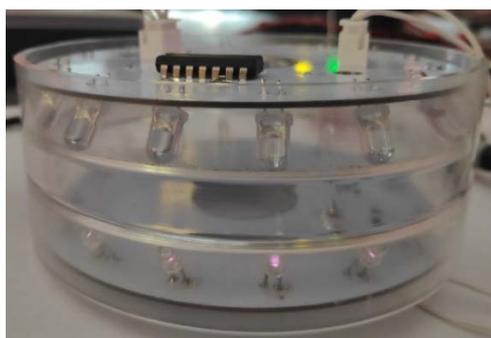


Рис. 4. Фотография кольцевой оптической системы детектирования загрязнений

Разработанная электрическая схема приемной части представлена на рис. 3, где используется схема сумматора на основе операционного усилителя. Для реализации цикла детектирования сигнал приемной части поступает на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) AVR-микроконтроллера с чувствительностью $0,005 \text{ В}$, позволяющей регистрировать падение напряжения на выходах операционных усилителей. Достаточно высокое разрешение позволяет отслеживать незначительные изменения сигнала, связанные с загрязнением корпуса детектора.

Для исследования изменения сигнала детектора в случае загрязнения был использован источник питания KEYSIGHT N6705C и вольтметр GDM-78342. Испытания опытного образца разработанной системы (рис. 4) подтвердили ее работоспособность при различных уровнях загрязненности корпуса, среднее изменение сигнала детектора в случае загрязнения составило $0,35 \text{ В}$.

Исследована зависимость характеристик детектора от параметров используемых компонентов, влияние чувствительности, размеров, профиля сечения и загрязненности корпуса на эффективность работы детектора. Использование кольцевых печатных плат с источниками и приемниками позволило обеспечить площадь регистрации загрязнений 58% от общей площади детектора. Относительная разность сигналов приемной части в случае

загрязнения и отсутствия загрязнения составляет 10%, что позволяет производить тонкую настройку чувствительности детектора. Преимуществом разработки является возможность создания детектора для цилиндрических лидаров различных размеров.

Работа выполнена при поддержке Университета ИТМО в рамках практико-ориентированной НИОКТР No 419332.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rivero J.R.V. et al. Characterization and simulation of the effect of road dirt on the performance of a laser scanner // 2017 IEEE 20th International Conference on Intelligent Transportation Systems (ITSC). – 2017. – P. 1-6.

2. Skarbek-Żabkin A., Szczepanek M. Autonomous vehicles and their impact on road infrastructure and user safety // 2018 XI International Science-Technical Conference Automotive Safety. – 2018. – P. 1-4.

3. Maleki L. Advances in LiDAR: The Autonomous Vehicle Perspective // Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications. – 2019. – P. LTu4B-1.

4. Trierweiler M., Peterseim T., Neumann C. Automotive LiDAR pollution detection system based on total internal reflection techniques // Light-Emitting Devices, Materials, and Applications XXIV. – 2020. – V. 11302. – P. 1130216.

УДК 544.032.52; 548.4; 537.312.7

С.Е. Семенов, Д.И. Долженко, И.Б. Захарова, Н.Т. Сударь
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИНЖЕКЦИОННЫЕ ТОКИ В СТРУКТУРАХ ИТО–C₆₀–InGa

В настоящее время использование новых материалов в передовых отраслях науки и техники является актуальной задачей. В связи с этим все больший интерес для исследований представляют органические полупроводниковые материалы. Одним из таких материалов являются поликристаллические пленки фуллерита C₆₀ субмикронной толщины [1–4]. Такие пленки могут найти широкое применение в наноэлектронике, например, при создания органических полевых транзисторов [5], ячеек энергозависимой памяти [6], а также солнечных элементов питания [7].

Пленки фуллерита C₆₀ обладают электронным типом проводимости прыжкового типа [8]. В них, даже при невысоких воздействующих напряжениях, создаются значительные электрические поля, напряженность которых может достигать значений 10⁷ В/м. При таких напряженностях электрического поля становится возможной инжекция зарядов из электродов в фуллерит, захват их на ловушки и формирование объемного заряда и переход в режим тока ограниченного объемным зарядом (ТООЗ). В этом режиме вольт-амперные характеристики (ВАХ) тока, протекающего сквозь пленку становятся нелинейными [9]. Увеличение сквозной проводимости и неомический характер ВАХ оказывает существенное влияние на электрофизические характеристики материала [10].

На границах раздела фаз проводник-полупроводник формируются потенциальные барьеры. В зависимости от материала электродов (один из которых, как правило, является подложкой, на которой сформирована пленка C₆₀) и типа контакта характеристики и свойства всей сэндвич-структуры могут существенно различаться.

Целью данной работы являлось выяснение особенностей электрофизических свойств структуры InGa-C₆₀-ИТО.

Объект исследования представлял собой поликристаллическую пленку C₆₀, нанесенную методом магнетронного напыления на стеклянную подложку, предварительно покрытую слоем ИТО. Сформированные таким образом пленки неоднородны по толщине. Толщина

пленки фуллерита определялась с помощью метода Ньютона, согласно которому при неизменном показателе преломления пленки, толщина ее характеризуется определенным цветом. Выбранный нами для измерений участок исследуемого образца соответствовал толщине пленки ~ 600 нм.

В качестве второго электрода использовался измерительный зонд из InGa эвтектики (In – 24%, Ga – 76%). При комнатной температуре эвтектика данного состава находится в жидком состоянии, но за счет взаимодействия сил поверхностного натяжения и гравитационных сил электрод из эвтектики сохранял игольчатую форму и обеспечивал надежный электрический контакт с тонкой пленкой фуллерита без ее механического повреждения.

Все измерения проводились при комнатной температуре в воздушной атмосфере на затемненном образце. При измерении вольт-амперной характеристики (ВАХ) в постоянном электрическом поле использовался электрометрический усилитель напряжения постоянного тока У5-11. При этом была предусмотрена возможность изменения полярности электродов.

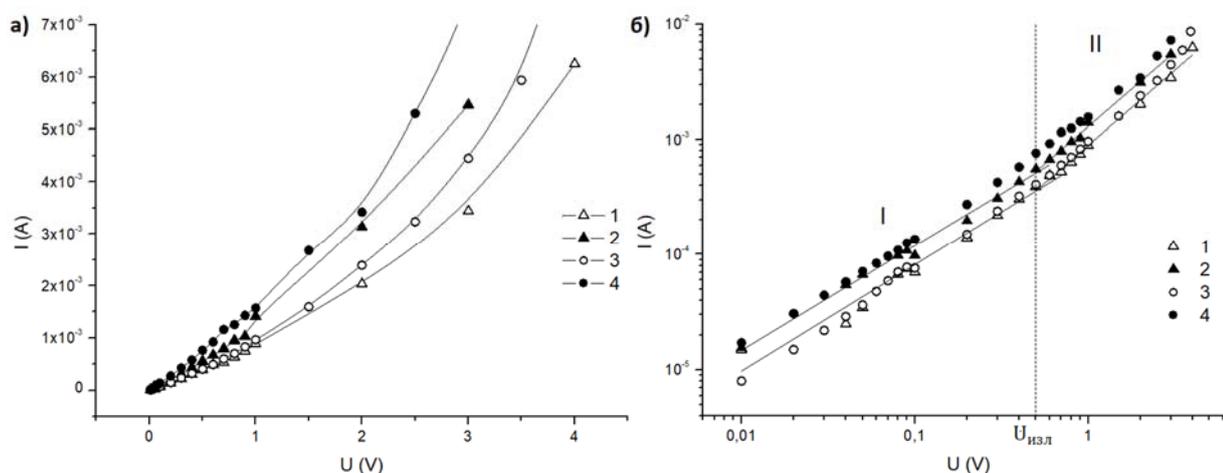


Рис. 1. (а) ВАХ образца в разных точках; (б) ВАХ образца в разных точках в двойных логарифмических координатах; 1, 2 – при отрицательной и положительной полярности электрода соответственно в одной точке; 3, 4 – при отрицательной и положительной полярности электрода соответственно в другой точке

На рис. 1 (а) представлена ВАХ исследуемой структуры. Видно, что изменение полярности электродов не приводит к существенному различию ВАХ, какое, например, наблюдалось авторами [3, 4] при измерении ВАХ пленки C_{60} , сформированной на подложке кремния p -типа.

На рис. 1 (б) рассматриваемые зависимости изображены в двойных логарифмических координатах. Видно, что они представляет собой ломаную линию, стоящую из двух линейных участков. Это дает основание полагать, что в низковольтной области (область I) ВАХ носит омический характер, т. е. на этих участках справедливо соотношение

$$j_I = en\mu \frac{U}{d}, \quad (1)$$

где n – концентрация свободных носителей, μ – их подвижность.

Для аппроксимации высоковольтных участков ВАХ (область II) воспользуемся формулой типа Мотта–Герни, учитывающей существование мелких ловушечных состояний, а именно:

$$j_{II} = \frac{9}{8} \theta \varepsilon \varepsilon_0 \mu \frac{U^2}{d^3}. \quad (2)$$

Очевидно, что при напряжении, соответствующему напряжению излома $j_I(U_{\text{изл}}) = j_{II}(U_{\text{изл}})$, откуда следует, что

$$n = \frac{9 \varepsilon \varepsilon_0 \theta U_{\text{изл}}}{8 e d^2}. \quad (3)$$

Здесь ε должно соответствовать статической величине диэлектрической проницаемости в постоянном электрическом поле. На основании проведенных нами измерений и расчетов было определено, что в низкочастотной области $\varepsilon \approx 140$.

Поскольку

$$\sigma = \frac{I \cdot d}{S \cdot U}, \quad (4)$$

то, используя соотношение (4) получим, что в одной точке образца при положительной полярности InGa-электрода $\sigma \approx 3,83 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, а при отрицательной полярности $\sigma \approx 2,7 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. В другой его точке $\sigma \approx 5,25 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ и $\sigma \approx 2,81 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ соответственно. Порядки полученных величин соответствуют значениям проводимости, определенным для пленок C_{60} при нормальных условиях [8].

Электропроводность в пленках C_{60} обусловлена одним типом носителей – электронами, поэтому удельную проводимость можно записать в следующем виде:

$$\sigma = en\mu. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что

$$\mu = \frac{\sigma}{en}. \quad (6)$$

Воспользуемся формулой (6) и рассчитаем, что в одной точке при положительной полярности InGa-электрода $\mu \approx 0,2 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, а при отрицательной полярности $\mu \approx 0,14 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$. В другой точке $\mu \approx 0,27 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\mu \approx 0,15 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно. Полученные значения подвижности электронов практически на порядок меньше, чем соответствующие им величины в монокристаллическом образце C_{60} , но при этом больше полученных значений в поликристаллической пленке C_{60} [3].

При инжекции электронов значение высоты потенциального барьера Δ на границе фуллерит-электрод, контролирующего инжекционные процессы определяется как

$$\Delta = \varphi - A_{C_{60}} - P, \quad (7)$$

где φ – работа выхода материала электрода, $A_{C_{60}}$ – сродство к электрону молекул фуллерена C_{60} в газовой фазе, $A_{C_{60}} = 2,65 \text{ эВ}$, P – энергия поляризации органического кристалла, $P \approx 1 \text{ эВ}$. Известно, что работа выхода в ИТО равна 4,7 эВ. Основываясь на величинах работы выхода индия 3,87 эВ и галлия 3,96 эВ, мы приняли величину работы выхода индий-галлиевой эвтектики как $\varphi_{\text{InGa}} \approx 3,9 \text{ эВ}$. Таким образом, при инжекции электронов в фуллерит C_{60} из InGa-электрода высота барьера Δ оценивается в $\sim 0,3 \text{ эВ}$, а при инжекции из ИТО в $\sim 1 \text{ эВ}$.

Таким образом, на основании полученных результатов можно сделать вывод о том, что в постоянном электрическом поле напряженностью до $5 \cdot 10^5 \text{ В/м}$, проводимость структур InGa- C_{60} -ИТО является омической. При большей напряженности поля вольт-амперная характеристика структуры близка к квадратичной, что указывает на влияние накапливающегося в ней объемного заряда. Полярность электродов не оказывает существенного влияния на величину регистрируемых токов и форму ВАХ.

Определена подвижность электронов в C_{60} , которая составляет $0,14\text{--}0,27 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, при этом проводимость исследуемой структуры оценивается в $(2,81\text{--}5,25) \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Melker A.I., Starovoitov S.A., Zarafutdinov R.M. Tetrahedral mini- And midi-fullerenes // Materials Physics and Mechanics. – 2019. – V. 41. – P. 52-61.

2. Шабанова Т.А., Приходько Н.Г., Ауелханкызы М., Мансуров З.А. // Инженерно-физический журнал. – 2016. – Т. 89. – № 4. – С. 1034-1041.
3. Захарова И.Б., Долженко Д.И., Борозюля В.Ф., Сударь Н.Т. Эффект электроформовки в поликристаллических пленках фуллерена C60 // Письма в журнал технической физики. – 2019. – Т. 45. – Вып. 4. – С. 21-23.
4. Dolzhenko D.I. et al. Electroforming and resistive reversible switching effect in polycrystalline fullerene C60 films // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1199. – N 1. – P. 012023.
5. Kaneto K., Yamanaka K., Rikitake K., Akiyama T., Takashima W. // Jpn. J. Appl. Phys. – 1996. – V. 35. – N 3. – P. 1802-1805.
6. Ami S., Joachim C. Logic gates and memory cells based on single C60 electromechanical transistors // Nanotechnology. – 2001. – V. 12. – N 1. – P. 44.
7. Brabec C.J., Sariciftci N.S., Hummelen J.C. Plastic solar cells // Advanced functional materials. – 2001. – V. 11. – N 1. – P. 15-26.
8. Макарова Т.Л. Электрические и оптические свойства мономерных и полимеризованных фуллеренов // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т. 35. – № 3. – С. 257-293.
9. Ламперт М., Марк П. Инжекционные токи в твердых телах. – Москва, 1973. – 416 с.
10. Сканава Г.И. Физика диэлектриков: (Область слабых полей). – М.: Гостехизд, 1949. – 500 с.

УДК 536.421

А.А. Кузьмина¹, Д.Д. Каров¹, С.В. Константинов²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

² ООО Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полус»

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ОПТИЧЕСКАЯ ТОМОГРАФИЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ГРАДИЕНТНЫХ ЛИНЗАХ ДЛЯ ОПТОВОЛОКОННЫХ СИСТЕМ

Стержневые цилиндрические градиентные линзы (граданы) – перспективные элементы в световодных системах связи. Граданы в сочетании, например, с дифракционными решетками используются в разветвителях световых потоков и др. (см., например, [1]).

Доминирующей технологией создания граданов является ионообменная диффузия катионов в системе солевой расплав – оптическое стекло. Формирование в этом процессе заданного радиального распределения показателя преломления (РПП) приводит также к появлению градиентов и других физических и механических характеристик. В процессе охлаждения образцов от температуры синтеза до комнатной температуры возникают термоупругие и затем – остаточные напряжения (ОН). Напряжения в граданах затрудняют получение заданного РПП и ухудшают их функциональные характеристики, т.к. приводят к возникновению оптической анизотропии (ОА) и могут даже привести к разрушению градана.

Цель исследований заключалась в выяснении картины напряженного состояния и влияния отжига на распределение ОН и ОА стеклянных граданов, предоставленных ООО НТО «ИРЭ-Полус».

Одним из современных неразрушающих методов диагностики ОН, разработанным для оптически однородных прозрачных объектов, является метод интегральной фотоупругости (ИФУ) – поляризационно-оптической томографии напряжений (см., например, [2]). При этом объект просвечивается в поляриметре и для каждого параметра просвечивания x измеряется интегральная разность фаз (ИРФ) $\Delta(x)$ или оптическая разность хода (ОРХ) $P(x)$ «на луче», которые приобретают составляющие колебаний, прошедшие через тело. Далее решается некорректная обратная задача реконструкции локального распределения главных компонентов тензора ОН σ (в случае цилиндра – осевого $\sigma_z(r)$, радиального $\sigma_r(r)$, и тангенциального $\sigma_\theta(r)$). Связь между актуальными величинами выражается в виде:

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} P = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{(l)} (n_n - n_l) dl = \int_{(l)} C_0 (\sigma_n - \sigma_l) dl.$$

Индексы в т.н. «квазиглавных» компонентах ПП (n_n, n_l) и ОН (σ_n, σ_l) относятся к двум ортогональным составляющим поляризованного луча в плоскости фронта волны. C_0 – оптический коэффициент напряжений, λ – длина волны.

Исследуемые граданы (см. Табл.1) характеризуются значительным функциональным перепадом в РПП (порядка 0,1), что ведет к необходимости учета искривления траекторий l просвечивающих лучей. Для подобных задач ИФУ такой подход развит в работах [3, 4].

Таблица 1. Параметры исследованных стержней

Шифр образца	P-86	P-86-0	P-81-3	P-81-4	P-1/4	P-0
Радиус R , мм	2,05	2,05	1,9	1,925	2,0	2,05
g , мм ⁻¹ на $0 \leq r \leq 0,5 R$	0,1531	0,1526	0,1527	0,1527	0,1528	-

В обычной схеме ИФУ сечение цилиндра просвечивается в поляриметре перпендикулярно оси симметрии (Z). В случае цилиндрического объекта непосредственно (без каких-либо дополнительных предположений) реконструируется только распределение $\sigma_z(r)$. Схема поперечного просвечивания и соотношения для реконструкции $\sigma_z(r)$ даются на рис. 1.

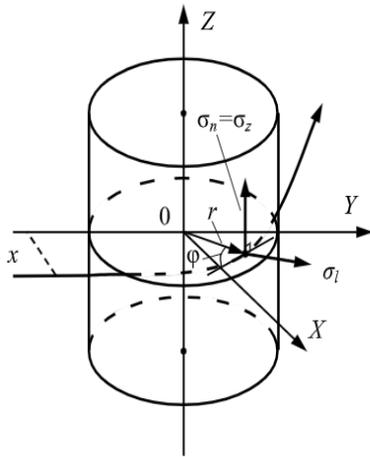


Рис. 1. Схема поперечного просвечивания

Интегральное уравнение Абеля:

$$\Delta^T(a) = 2 \int_a^{u_R} C_0 \sigma_z \frac{dr}{du} \frac{udu}{\sqrt{u^2 - a^2}}$$

Решение (инверсия):

$$\sigma_z(r) = -(\pi C_0)^{-1} \frac{du}{dr} \int_{u(r)}^{u_R} \frac{d\Delta^T}{da} \frac{da}{\sqrt{a^2 - u^2}}$$

$$a = xn_R, u = rn(r), n_R = n(R),$$

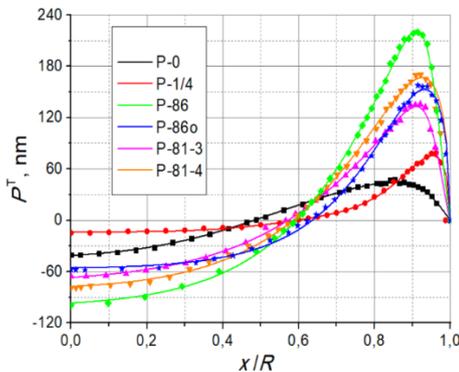


Рис. 2. Распределение ОРХ из поперечного просвечивания

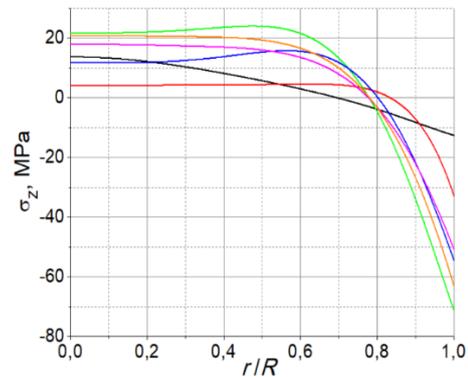


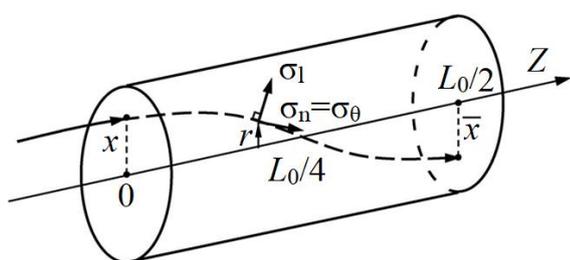
Рис. 3. Реконструированные радиальные распределения осевых ОН

Для измерения использовалась схема компенсации Сенармона. Ошибки определения ИРФ ($\delta\Delta$) и параметра просвечивания x (δx) составляли: $\delta\Delta \sim 10'$ ($3 \cdot 10^{-3}$ рад); δx определяется радиусом пятна перетяжки; $\Delta x \sim 40$ мкм. Т.о. при $C_0=2,4$ Бр, $r=0,1$ мм величина ошибки составляет $\delta\sigma_z \sim 0,4$ МПа; при $r=1$ мм – $\delta\sigma_z \sim 0,2$ МПа

Зависимости ОРХ стержней и радиальные распределения σ_z даются на рис. 2 и 3. Значения оценок ОН σ_z на поверхности исследованных стержней представлены в табл. 2.

Таблица 2. Значения осевых компонентов контурных напряжений стержней $\sigma_z(R)$

Шифр образца	P-86	P-86-о	P-81-3	P-81-4	P-1/4	P-0
Радиус R, мм	2,05	2,05	1,9	1,925	2,0	2,05
$\sigma_z(R)$, МПа	-72,5	-54,6	-52,0	-64,5	-32,5	-12,6



$$\Delta^L(b) = 2 \int_b^{n_0} C_0(\sigma_\theta - \sigma_r) \frac{1}{n'} \frac{ndn}{\sqrt{n^2 - b^2}}$$

$b=n(x)$, $n' = dn/dr$, x – высота точки входа луча

Рис. 4. Схема продольного просвечивания

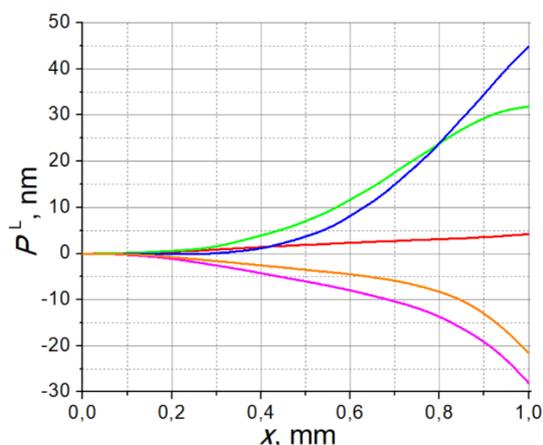


Рис. 5. ОРХ граданов ($0 \leq x \leq 1$, мм)

Ход меридионального луча при освещении торца полуволнового отрезка градана с самофокусирующим РПП параллельным световым пучком дается на рис. 4. Продольная (функциональная) ИРФ граданов $P^L(x)$ для $\lambda=633$ нм рассчитывалась из выражения для ИРФ $\Delta^L(x)$ (рис. 4) по данным $\sigma_z(r)$ из поперечного просвечивания. Распределения разностей ОН $\sigma_r(r) - \sigma_\theta(r)$ определялись из предположения о справедливости т.н. «закона суммы» $\sigma_z(r) = \sigma_r(r) + \sigma_\theta(r)$ для компонентов ОН и решения дифференциального уравнения равновесия напряжений в цилиндре. Полученные зависимости ОРХ $P^L(x)$ в приосевых (рабочих) областях граданов даются на рис. 5. Значения ОА для $x = 1$ мм приведены в табл. 3.

Таблица 3. Оптическая анизотропия в приосевой части граданов

Шифр образца	P-1/4	P-86	P-86о	P-81-3	P-81-4
$P^L(x = 1 \text{ мм})$	$0,005 \lambda$	$0,05 \lambda$	$0,07 \lambda$	$-0,04 \lambda$	$-0,02 \lambda$

Таким образом, установлено, что распределения ОН в исследованных граданах подобны распределению в исходном (закаленном при вытяжке) стержне (P-0). Реализованный вариант отжига (градан P-86о) мало меняет характер распределения ОН, позволяет снизить их уровень в приповерхностных областях, однако увеличивает ОА в рабочей области. Не выявлено

влияние на ОН различия времен ионного обмена при одинаковых условиях охлаждения (граданы Р-86 и Р-81). Снятие поверхностных слоев в граданах приводит к изменению и перераспределению ОН и ОА в них (Р-81-3 и Р-81-4) по сравнению с Р-86.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordova M.R., Liñares J., Lipovskii A.A., Zhurihina V.V., Tagantsev D.K., Tatarintsev B.V., Turunen J. A prototype of hybrid diffractive/graded-index splitter for fiber optics // Opt. Eng. – 2001. – V. 40. – N 8. – P. 1507-1512.
2. Aben H., Ainola L., Anton J. Integrated photoelasticity for nondestructive residual stress measurements in glass // Opt. Lasers Eng. – 2000. – V. 33. – P. 49-64.
3. Каров Д.Д., Фадеев А.Б. Анализ связи оптической анизотропии и остаточных напряжений в цилиндрических стержнях с градиентом показателя преломления // Матер. VII Всес. симп. по оптическим и спектральным свойствам стекол. – Л., 1989. – С. 205-206.
4. Karov D., Puro A., Fadeev A., Kuzmina A. Optical tomography of residual stresses in GRIN rod lenses with transverse and longitudinal translucence // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V. 1236. – P. 012038.

УДК 535.232.14

Е.А. Никитина¹, В.М. Капралова¹, О.О. Сазонов², И.М. Давлетбаева²
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Казанский национальный исследовательский технологический университет

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИУРЕТАНОВЫХ ИОНОМЕРОВ НА ОСНОВЕ РАЗВЕТВЛЕННЫХ АМИНОЭФИРОВ ОРТОФОСФОРНОЙ КИСЛОТЫ

Полиуретаны (ПУ) представляют собой класс полимеров с широким спектром свойств и применения. Перспективными для достижения специфических свойств в настоящее время являются полиуретановые иономеры (ПУИ) [1–4]. Так, ПУИ с разветвленной структурой и возможностью направленного изменения свойств путем изменения природы и содержания ионов могут являться основой для создания материалов с улучшенными техническими характеристиками и новыми областями применения.

В данной работе исследовались диэлектрические свойства новых полиуретановых иономеров, получаемых на основе разветвленных аминоэфиров ортофосфорной кислоты (АЭФК) [5, 6]. Задачей работы является установление связи между условиями синтеза и составом полимера, и его электрофизическими свойствами.

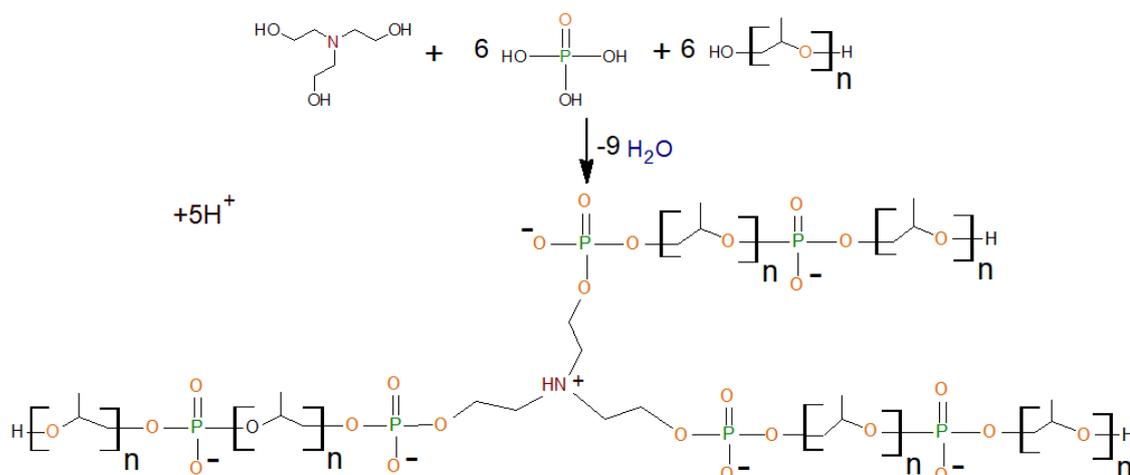


Рис. 1. Схема синтеза АЭФК

Образцы для исследования были изготовлены на базе Казанского национального исследовательского технологического университета и представляют собой полиуретановые пленки толщиной от 15 до 75 мкм на основе АЭФК. Для приготовления разветвленных АЭФК были использованы следующие компоненты: триэтанолмин (ТЭА), полиоксипропиленгликоль с ММ=1000 и ортофосфорная кислота, при мольных соотношениях [ТЭА]:[H₃PO₄]:[ППГ]=1:2:6, 1:4:6, 1:6:6 (АЭФК-2, АЭФК-4, АЭФК-6, соответственно) (рис. 1).

В ходе изучения диэлектрических свойств ПУИ на основе АЭФК (АЭФК-2-ПУ, АЭФК-4-ПУ и АЭФК-6-ПУ соответственно) проводились измерения тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$, емкости C , модуля комплексного сопротивления Z и модуля фазового сдвига φ в диапазоне частот 110 Гц – 15 МГц с помощью измерителей иммитанса E7-20 и E7-29. С учетом толщины каждого образца и площади измерительной ячейки были вычислены значения действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей комплексной диэлектрической проницаемости.

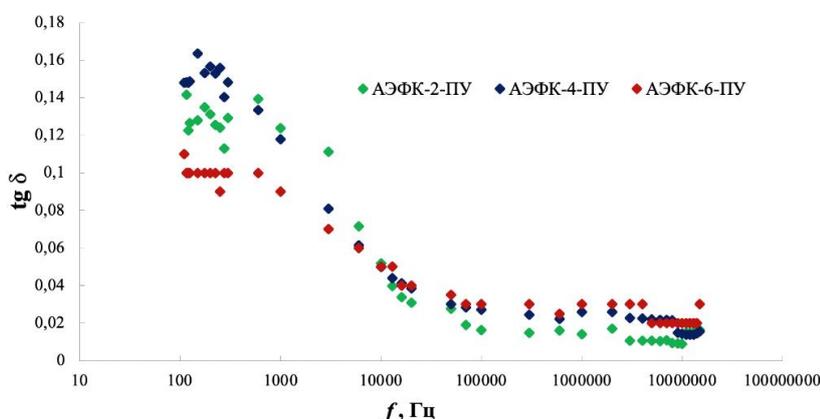


Рис. 2. Частотные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь АЭФК-ПУ

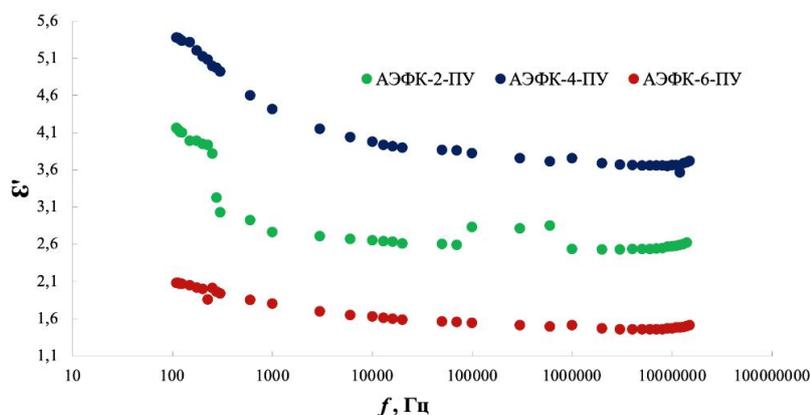


Рис. 3. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости АЭФК-ПУ

На графиках зависимости тангенса угла диэлектрических потерь от частоты (рис. 2) виден максимум, для полимера обычно свидетельствующий о наличии α -перехода. Альфа-переход соответствует развитию кооперативного молекулярного движения, другими словами, в изучаемой системе нет независимо ориентирующихся друг от друга молекул. На графиках зависимости диэлектрической проницаемости от частоты (рис. 3) можно заметить, что ϵ' возрастает не монотонно с увеличением содержания АЭФК в ПУИ и имеет максимальное значение для АЭФК-4-ПУ.

На диаграммах Коула-Коула (рис. 4) наблюдаются суперпозиции нескольких дебаевских релаксационных процессов. Такие диаграммы могут соответствовать релаксации системы

спутанных длинноцепных молекул, для которой следует ожидать очень широкого распределения взаимодействий, препятствующих ориентации сегментальных диполей. Годографы импеданса (рис. 5) имеют вид, характерный для импеданса Варбурга, что свидетельствует о диффузионной проводимости в изучаемых образцах.

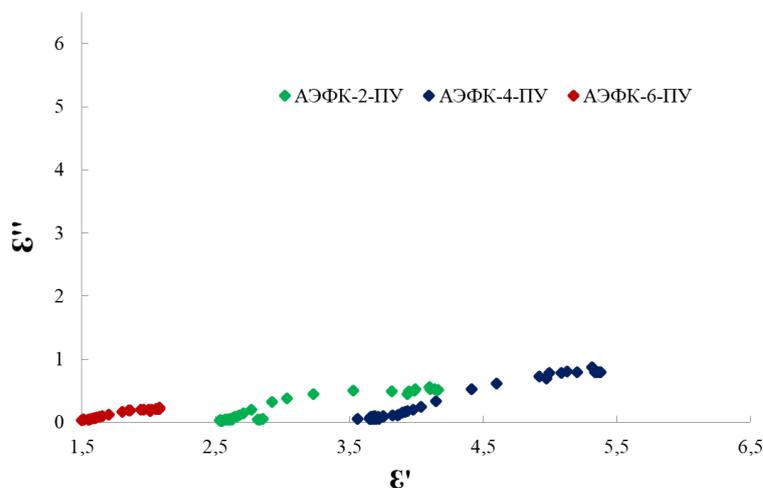


Рис. 4. Диаграмма Коула-Коула для АЭФК-ПУ

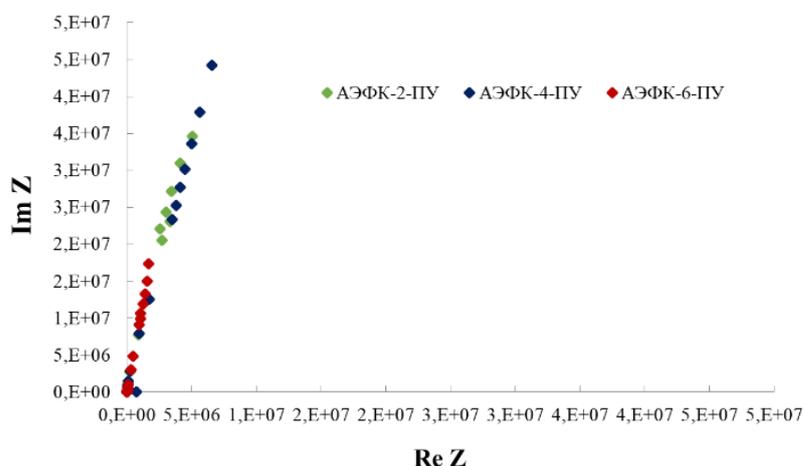


Рис. 5. Годографы импеданса для АЭФК-ПУ

Для дальнейшего анализа полученных результатов необходимо провести вычисление параметров распределения времён релаксации и дать оценку времени релаксации в полученных разветвленных ПУИ.

Установлено, что изменение количества ортофосфорной кислоты при синтезе АЭФК оказывает заметное влияние на диэлектрические потери и диэлектрическую проницаемость полиуретановых иономеров, получаемых на их основе. Среди исследованных образцов ПУИ с соотношением компонентов при синтезе АЭФК 1:4:6 обладает лучшими диэлектрическими характеристиками.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-00315-20-01.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tsonos C., Apekis L., Viras K., Stepanenko L., Karabanova L., Sergeeva L. Electrical and dielectric behavior in blends of polyurethane-based ionomers // *Solid State Ionics*. – 2001. – V. 143. – Iss. 2. – P. 229-249.

2. Egboh H.S., Ghaffar A., George M.H., Barrie J.A., Walsh D.J. Synthesis and characterization of some polyurethane ionomers // *Polymer*. – 1982. – V. 23. – Iss. 8. – P. 1167-1171.
3. Davletbaeva I.M., Emelina O.Yu., Vorotyntsev I.V., Davletbaev R.S., Grebennikova E.S., Petukhov A.N., Ahkmetshina A.I., Sazonova T.S., Loskutov V.V. Synthesis and properties of novel polyurethanes based on amino ethers of boron acid for gas separation membranes // *RSC Advances*. – 2015. – V. 5. – P. 65674-65683.
4. Pierre F., Commarieu B., Tavares A. C., Claverie J. High Tg sulfonated insertion polynorbornene ionomers prepared by catalytic insertion polymerization // *Polymer*. – 2016. – V. 86. – P. 91-97.
5. Davletbaeva I.M., Sazonov O.O., Fazlyev A.R., Davletbaev R.S., Efimov S.V., Klochkov V.V. Polyurethane ionomers based on amino ethers of *ortho*-phosphoric acid // *RSC Advances*. – 2019. – V. 9. – P. 18599-18608.
6. Davletbaeva I.M., Sazonov O.O., Fazlyev A.R., Zakirov I.N., Davletbaev R.S., Efimov S.V., Klochkov V.V. Thermal behavior of polyurethane ionomers based on amino ethers of *ortho*-phosphoric acid // *Polymer Science. Series A*. – 2020. – T. 20. – V. 5. – P. 337-349.

УДК 621.391

Р.Д. Буслаев, В.В. Лобода
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГЕНЕРАТОРА КОАКСИАЛЬНОГО ТИПА С РАЗЛИЧНОЙ ГЕОМЕТРИЕЙ ТЕРМОЭЛЕМЕНТОВ

Термоэлектрические генераторы (ТЭГ) – перспективный класс Energy Harvesting устройств для автономного питания электронных систем. ТЭГ используются в авиакосмической, автомобильной, биомедицинской отраслях, электронике [1–4]. Обзор исследовательской литературы показывает, что тип термоэлектрического генератора и линейные размеры термоэлементов, а также толщина контактных площадок, керамических подложек и припоя влияют на выходные термоэлектрические характеристики [5–7].

В данной работе рассматриваются коаксиальный (с-тип) и типовой (π-тип) термоэлектрические генераторы с цилиндрической и прямоугольной геометрией термоэлементов (ТЭ). Целью работы является исследования влияния формы термоэлемента и конструктивных особенностей на выходную мощность ТЭГ.

Решение задач моделирования и расчета осуществляется методом конечных элементов с использованием ANSYS Workbench. Методология моделирования подробно описана в исследовательских статьях [6–10]. Трехмерная геометрическая модель термоэлектрических генераторов с-типа и π-типа с цилиндрической и прямоугольной геометрией ТЭ показана на рис. 1, 2. Каждая модель ТЭГ состоит из двух ТЕ n- и p-типа, контактных площадок и подложек. Термоэлементы генератора с-типа вставлены друг в друга. Внешние термоэлементы генератора с-типа моделировались полыми. Модели ТЭГ с-типа и π-типа имели одинаковый объем. Линейные размеры деталей ТЭГ приведены в табл. 1.

Физические параметры материалов термоэлементов n- и p-типа, такие как коэффициент Зеебека, удельное сопротивление, удельная теплопроводность, были рассчитаны методом наименьших квадратов [9]. Параметры материалов подложек, контактных площадок и припоя были взяты из библиотеки ANSYS.

Моделирование проводилось с учетом удельного сопротивления контактов в области «металл-полупроводник». Сетка конечных элементов была построена автоматически (см. рис. 1, 2). Общее количество элементов составляет 3858 для цилиндрического с-типа, а общее количество элементов составляет 2660 для прямоугольного с-типа соответственно.

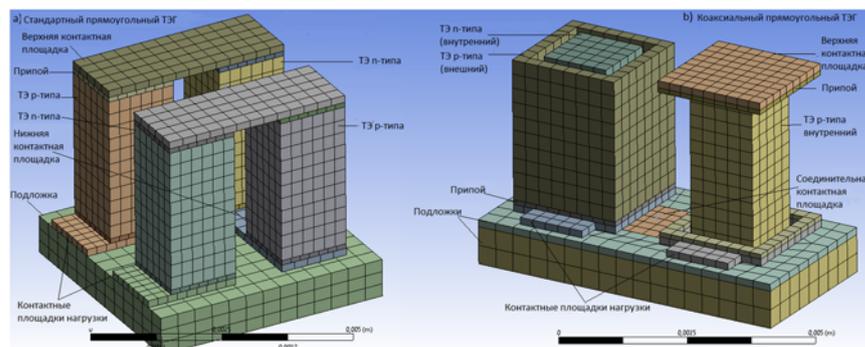


Рис. 1. 3D геометрические модели п-типа (а) и с-типа (б) термоэлектрических генераторов с прямоугольным термоэлементом

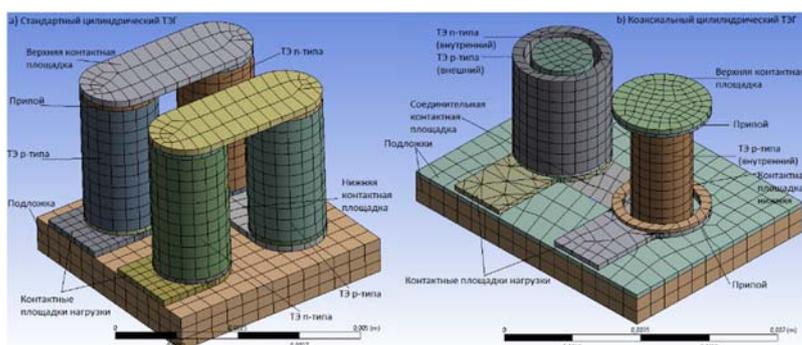


Рис. 2. 3В геометрические модели п-типа (а) и с-типа (б) термоэлектрических генераторов с цилиндрическим термоэлементом

Таблица 1. Линейные размеры составных частей термоэлектрического генератора

Конструктивные части ТЭГ	Коаксиальный цилиндрический			Коаксиальный прямоугольный		
	Длина, mm	Ширина, mm	Высота, mm	Длина, mm	Ширина, mm	Высота, mm
ТЭ (внутренний)	Диаметр основания 1.6		3,25	1,4	1,4	3,25
ТЭ (внешний)	Диаметр внутренний, 2		3.00	1,8	1,8	3.00
	Диаметр внешний, 2.56			2,3	2,3	
Подложка №1 (нижняя)	3,6	7,2	0.80	3,3	0.80	0.80
Подложка №2	3,6	7,2	0.15	3,3	0.15	0.15
Подложка №3	3,6	7,2	0.10	3,3	0.10	0.10
Подложка №4 (верхняя)	3,6	7,2	0.80	3,3	0.80	0.80
Контактные площадки нагрузки	0.80	1,6	0.15	0.50	0.15	0.15
Нижние контактные площадки (внешние)	Диаметр внутренний, 2		0.1	1,8	1,8	0.1
	Диаметр внешний, 2.56			2,3	2,3	
Верхние контактные площадки	Диаметр 2.56		0.15	2,3	2,3	0.15
Соединительная контактная площадка	5,2	1,6	0.15	5,2	0.15	0.15
Припой	Диаметр внутренний, 2		0.1	1,8	1,8	0.1
	Диаметр внешний, 2.56			2,3	2,3	

Температурные граничные условия определяются температурами T_h и T_c на внешних поверхностях пластины. Были использованы следующие значения температуры: $T_h = 320, 350,$

375, 400 К, $T_c = 300$ К соответственно для горячих и холодных пластин. Эти температуры соответствуют перепадам температур ΔT , равным 20, 50, 75, 100 К. Значения выходного напряжения ТЭГ на внешней нагрузке и выходная мощность ТЭГ стали результатами моделирования, представленными на рис. 3. Данные по выходной мощности для всех типов рассматриваемых ТЭГ при самом большом $\Delta T = 100$ К представлены в табл. 2.

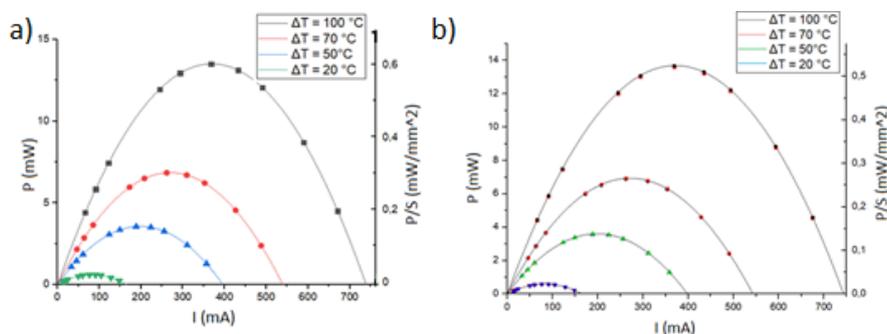


Рис. 3. Выходная и удельная выходная мощности от тока для:
а) коаксиального цилиндрического ТЭГ и б) коаксиального прямоугольного ТЭГ

Таблица 2. Выходные параметры различных типов конфигурации ТЭГ при $\Delta T = 100$ К

$\Delta T = 100$ К	$P_{\text{макс}}$, mW	P/S , mW/mm ²	U_{xx} , mV
с-типа прямоугольный	13.50	0.62	72.90
π -типа прямоугольный	13.60	0.59	72.90
с-типа цилиндрический	13.60	0.52	72.90
π -типа цилиндрический	14.00	0.54	72.90

На рис. 3 показаны зависимости выходной мощности и удельной выходной мощности от тока на нагрузке термоэлектрического генератора с-типа с термоэлементами цилиндрической и прямоугольной геометрии для заданных температур.

В результате расчетов можно сделать следующие выводы: 1) ТЭГ с-типа с ТЭ прямоугольной и цилиндрической формы обеспечивают выходную электрическую мощность от 0,58 до 13,5 и от 0,58 до 13,6 мВт соответственно для температурных режимов 20–100 К. Таким образом, геометрия термоэлементов не влияет на выходную мощность. 2) Отклонения выходной мощности ТЭГ с-типа и π -типа с ТЭ прямоугольной и цилиндрической формы составляют от 0,7 до 1,7% и от 2,8 до 3% соответственно для температурных режимов 20–100 К. 3) Удельная электрическая мощность обоих типов термоэлектрических генераторов с прямоугольными термоэлементами выше, чем с цилиндрическими термоэлементами. 4) Отклонения удельной мощности ТЭГ с-типа и π -типа с прямоугольным и цилиндрическим ТЭ составляют от 16 до 33% и от 8,5 до 33% соответственно для температурных режимов 20–100 К. Таким образом, отклонение уменьшается при увеличении градиента температуры от 20 до 100 К. В связи с чем можно сделать вывод, что геометрия термоэлементов не оказывает существенного влияния на выходную мощность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Champier D. Thermoelectric generators: A review of applications // Energy Conversion and Management. – 2017. – V. 140. – P. 167-181.
2. Yenuchenko M.S., Korotkov A.S., Morozov D.V., Pilipko M.M. A Switching Sequence for Unary Digital-to-Analog Converters Based on a Knight's Tour // IEEE Transactions on Circuits and Systems I: Regular Papers. – 2019. – V. 66. – N 6. – P. 2230-2239.

3. Akhmetov D.B., Korotkov A.S., Morozov D.V., Pilipko M.M., Romyancev I.A. Radio Frequency Identification System of Internet of Things Based on CMOS Integrated Circuits // Proc. 15th EWDTs. – Novi Sad, Serbia, 2017. – P. 603-605.
4. Akhmetov D.B., Korotkov A.S., Romyancev I.A. 2.4-2.5 GHz Fractional-N Frequency Synthesizer with Integrated VCO in 0.18 um CMOS for RFID Systems // Proc. IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – St. Petersburg, Russia, 2018. – P. 64-68.
5. Korotkov A., Loboda V., Bakulin E., Dzyubanenko S. Fabrication and Testing of MEMS Technology Based Thermoelectric Generator // Proc. 7th Electronics System-Integration Technology Conference (ESTC). – Dresden, 2018. – 4 pp.
6. Buslaev R., Galitskaya A., Loboda V. Simulation of Flexible Thermoelectric Generators Based on Bi₂Te₃/Sb₂Te₃ Synthesized by Electrochemical Deposition Method // Proc. IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – St. Petersburg, Russia, 2019. – P. 54-57.
7. Buslaev R., Loboda V. Simulation of Uni-Leg thermoelectric generator // Proc. IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – St. Petersburg, Russia, 2018. – P. 27-31.
8. Korotkov A.S., Loboda V.V. Simulation and Design of Thin-Film Thermoelectric Generators // Proc. International Symposium on Fundamentals of Electrical Engineering (ISFEE-2018). – Bucharest, Romania, 2018.
9. Loboda V.V., Korotkov A.S., Dzyubanenko S.V., Bakulin E.M. Design of the Thin-Film Thermoelectric Generator for Low-Power Applications // Russian Microelectronics. – 2019. – V. 48. – N 5. – P. 326-334.
10. Коротков А.С., Лобода В.В. Моделирование и экспериментальное исследование термоэлектрических генераторов // Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника. – 2016. – № 1. (161). – С. 53-57.

УДК 53.096, 678

Д.Г. Тимофеев, С.П. Иванов
ООО "Научно-технический центр "Нерль""

КРИОМЕХАНИЧЕСКИЕ И УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ МИКРОННЫХ И НАНОРАЗМЕРНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ЧАСТИЦ

Современные технологии в создании новых материалов имеют выраженную тенденцию к уменьшению размеров – и тех объектов, на уровне которых совершаются технологические операции, и тех, которые собственно являются их конечной целью. Органические полимеры, измельчённые до частиц размерами от десятков микрон до десятых долей микрона и менее, также могут найти применение далеко за пределами традиционных областей.

Такие характерные для полимеров свойства, как пластичность и относительно невысокая химическая активность, в сочетании с высокой дисперсностью делают их перспективными для использования в медицине, фармакологии (как средства доставки лекарств), косметике (скрабы и носители биологически активных веществ), химической промышленности (носители катализаторов), машиностроении (клеи, материалы для покрытий). Очень важным в настоящее время является также процесс вторичной переработки полимерных отходов [1]. На пути к широкому использованию полимеров в виде порошков стоит проблема, обусловленная их физико-химическими свойствами. Почти все измельчающие машины основаны на одном из двух принципов – ударном воздействии на дробящийся материал или резании. Основными видами измельчающих устройств, применяемых в промышленности являются шаровые мельницы, струйные мельницы и дезинтеграторы [2]. Однако КПД всех этих устройств сравнительно низок и составляет всего несколько процентов: при соударении твёрдых тел значительная часть кинетической энергии переходит в тепловую. Для полимеров эффективность механического дробления оказывается ещё более низкой, чем для хрупких

материалов. Тепло, выделяющееся при дроблении, размягчает полимеры и превращает их в аморфную массу, не поддающуюся дальнейшему измельчению. Поэтому ведется поиск новых технологий, среди которых можно выделить криогенные [3, 4] и ультразвуковые [5].

Целью работы являлась разработка технологии получения порошков полимеров в размерном диапазоне 0,1–100 мкм (целевой размер 0,2–1 мкм) в объёмах, позволяющих включить данную технологию в производство. Основные задачи работы: экспериментальное обоснование выбора оборудования и оптимального режима измельчения полимеров; минимизация энергозатрат процесса, включая вспомогательные операции; получение на выходе максимально возможной доли фракций частиц размерами менее 1 мкм.

В работе были использованы методы механического измельчения (в планетарной мельнице) и ультразвукового гидродинамического измельчения. Для повышения эффективности помола проводились подбор растворителей, использование поверхностно активных веществ, предварительное охлаждение сырья и растворителя до криогенных температур, повышение механической энергии удара при размоле за счет использования шаров из твёрдых и тяжёлых керамических материалов (карбида вольфрама). Гранулометрия полученных продуктов исследовалась методом лазерного рассеяния и электронной микроскопии. В качестве сырья для измельчения использовался бакелитовый полимер фирмы “Sumitomo” (Япония). По данным ситового анализа, частицы исходного полимера имели размер до 63 мкм.

Для механического измельчения использовалась планетарная мельница FRITSCH PULVERISETTE 7 Micro Mill premium line с керамическими шариками из карбида вольфрама. Скорость вращения составляла 700 об/мин. Измельчение проводилось в среде этанола. Загрузка сырья в мельницу осуществлялась в следующем весовом соотношении: 20 г полимера, 100 мл этанола и 100 г шариков, предварительно охлажденных до -15°C.

В первом эксперименте исследовали размер полученных частиц в зависимости от времени помола. Результаты показаны на рис. 1а. Видно, что процесс измельчения наиболее эффективен в начальный период времени. Это может объясняться тем, что при более долгом помоле материал нагревается и становится менее хрупким. Во втором эксперименте исследовали влияние на процесс помола добавления поверхностного модификатора – аэросила А-380 – в количестве 1 % от массы полимера. Результаты показаны на рис. 1б.

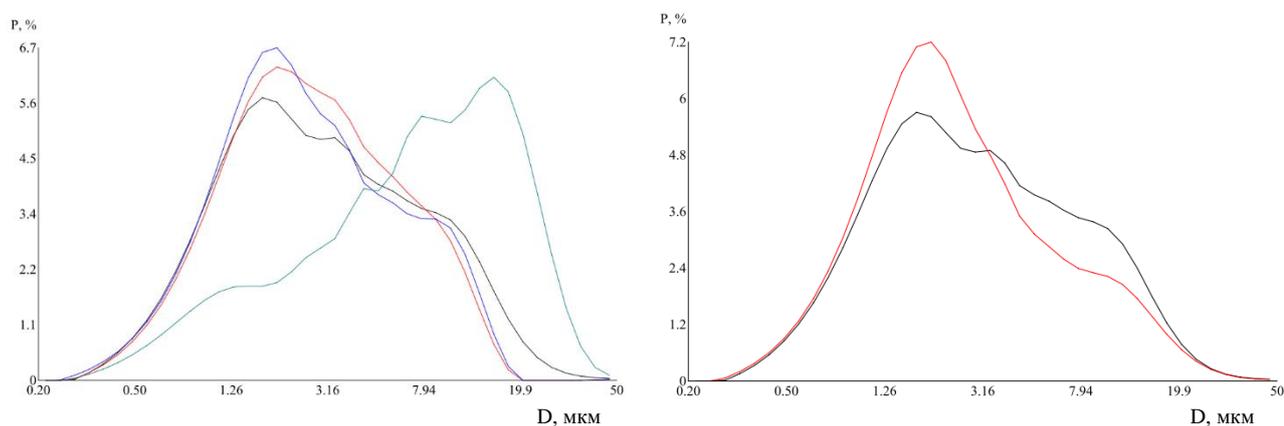


Рис. 1. а) Гранулометрический состав исходного порошка (зеленая линия) и порошков, прошедших помол в течении 5 (черная линия), 15 (красная линия) и 30 (зеленая линия) минут.
 б) Гранулометрический состав порошков, прошедших помол в течении 5 минут с аэросилом (красная линия) и без (черная линия)

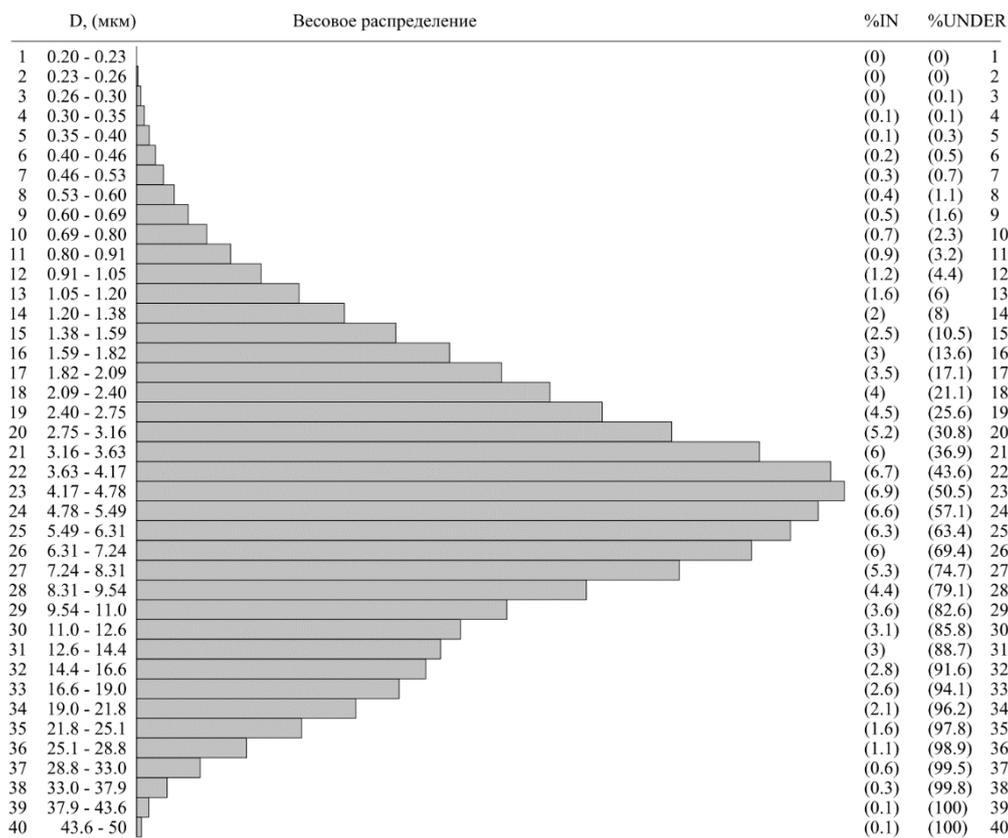


Рис. 2. Гранулометрический состав порошков, прошедших помол в охлажденном этаноле течение 5 минут

В третьем эксперименте проводили помол в этаноле, охлажденном жидким азотом до температуры, близкой к температуре замерзания этанола с помощью ультразвукового генератора с мощностью излучения 120 Вт с титановым волноводом, погруженным в смесь спирта и исходного полимера. Результаты показаны на рис. 2.

Морфология частиц порошков исследовалась с помощью электронного микроскопа, полученные фотографии приведены на рис. 3.

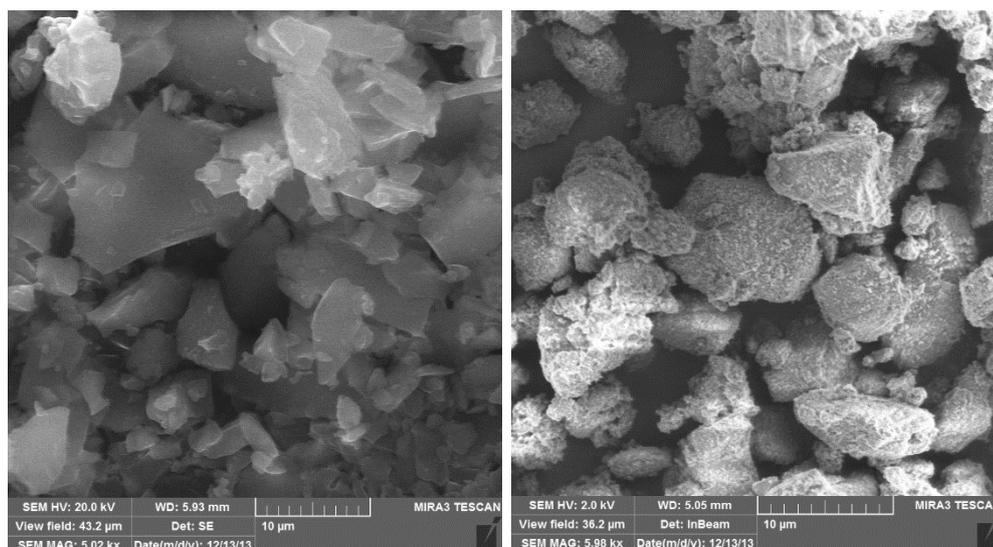


Рис. 3. Электронная микроскопия структуры молотых порошков (слева – размол на планетарной мельнице, справа – ультразвуковой криогенный размол)

По результатам работы можно сделать следующие выводы.

И помол на планетарной мельнице, и ультразвуковой помол с глубоким охлаждением позволяет получать из полимеров частицы с размерами порядка 1 мкм и менее с достаточно приемлемым выходом целевого продукта. Увеличение времени помола слабо сказывается на его эффективности, в большинстве случаев оказывается достаточным использовать пятиминутный помол. Добавление в рабочую смесь модификаторов поверхности (аэросила) увеличивает эффективность помола. Помол на планетарной мельнице приводит к оскользящей форме частиц продукта, при использовании ультразвукового криогенного помола частицы полимера имеют более округлую форму. В целом, оба исследованных метода являются приемлемыми для измельчения полимеров в опытно-промышленном производстве.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лаврентьева А.И. Вторичная переработка полимерных оболочек нефтепогружных силовых кабелей. – Дисс. на соиск. ученой степени канд. технических наук. – С.-Петербург, 2006.
2. Коновалов К.Б. Процессы синтеза и измельчения сверхвысокомолекулярных полимеров высших α -олефинов и аппараты для их реализации. Дисс. на соиск. ученой степени канд. технических наук. – С.-Петербург, 2013.
3. Liang S.B., Hu D.P., Zhu C., Yu A.B. Production of Fine Polymer Powder under Cryogenic Conditions // Chem. Eng. Technol. – 2002. – V. 25. – Iss. 4. – P. 401-405.
4. Демихов Е.И., Туфлин Ю.А. Установка криогенного измельчения с температурным контролем зон. – Российский патент RU 2 245 193, 2005 г.
5. Кирш И.А. Установление закономерностей влияния ультразвукового поля на физико-химические свойства и структуру расплавов полимеров при их вторичной переработке. – Дисс. на соиск. ученой степени докт. химических наук. – С.-Петербург, 2016.

СЕКЦИЯ «ФОТОНИКА И КВАНТОВАЯ ОПТИКА»

УДК 535.232.14

А.А. Алексеев, Э.К. Непомнящая, Е.Н. Величко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СПЕКТР ПРОПУСКАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Изучение оптических свойств магнитных коллоидов является актуальной задачей для современной науки в связи с их широкой областью применения. Ранее нами уже было изучено влияние концентрации и типа поверхностно-активного вещества на поглощение магнитной жидкости.

Цель данной работы – изучить возможность влияния магнитного поля на поглощение и рассеяние света в магнитной жидкости. Данная цель представляет особенный интерес, так как фактически описывает возможность изменения свойств используемой среды без прямого механического воздействия на неё. Ранее уже было изучено изменение механических свойств [1] и термодинамических свойств [2] магнитной жидкости под воздействием магнитного поля. Наши исследования являются их логическим продолжением и направлены на изучение оптических свойств магнитных коллоидов [3]. В дальнейшем результаты нашей работы могут найти широкое применение в системах передачи информации, управляемых магнитным полем.

Сечение ослабления света – это индивидуальная постоянная характеристика частицы, показывающая ослабление света, вносимое одной частицей. Оно состоит из сечения рассеяния σ_{sca} и сечения поглощения σ_{abs}

$$\sigma = \sigma_{sca} + \sigma_{abs}. \quad (1)$$

Как известно, для частиц, малых по сравнению с длиной волны света, применимо приближение Рэлея [4]. Сечения можно описать следующими уравнениями:

$$\sigma_{sca} = \frac{8}{3} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{(\tilde{m}^2 - 1)}{(\tilde{m}^2 + 2)} \right|^2, \quad (2)$$

$$\sigma_{abs} = \frac{8\pi a}{\lambda} \operatorname{Im} \left(\frac{(\tilde{m}^2 - 1)}{(\tilde{m}^2 + 2)} \right), \quad (3)$$

где a – это размер частицы, \tilde{m} – комплексный показатель преломления частиц относительно жидкой основы

$$\tilde{m} = m + ik,$$

$$k = \frac{\varepsilon''}{2m'},$$

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon' + i\varepsilon'',$$

ε – эффективная диэлектрическая проницаемость.

Уравнение (3) показывает, что поглощение прямо пропорционально размеру частиц в растворе: чем больше размер, тем больше поглощение. Из этого можно сделать вывод, что растворы магнитных жидкостей, в которых образуются кластеры [5], будут поглощать меньше света, чем растворы без агрегатов, и более высокую устойчивость к агрегации.

При этом, рассеяние света частицей также увеличивается с увеличением размера этой частицы. Таким образом можно ожидать, что при приложении магнитного поля к раствору магнитной жидкости пропускание будет уменьшаться.

Экспериментальная установка для детектирования спектров пропускания представлена на рис. 1 и состоит из 7 основных частей: источник света, кювета с образцом, магнит, источник питания магнита, анализатор спектра, компьютер, оптическое волокно.

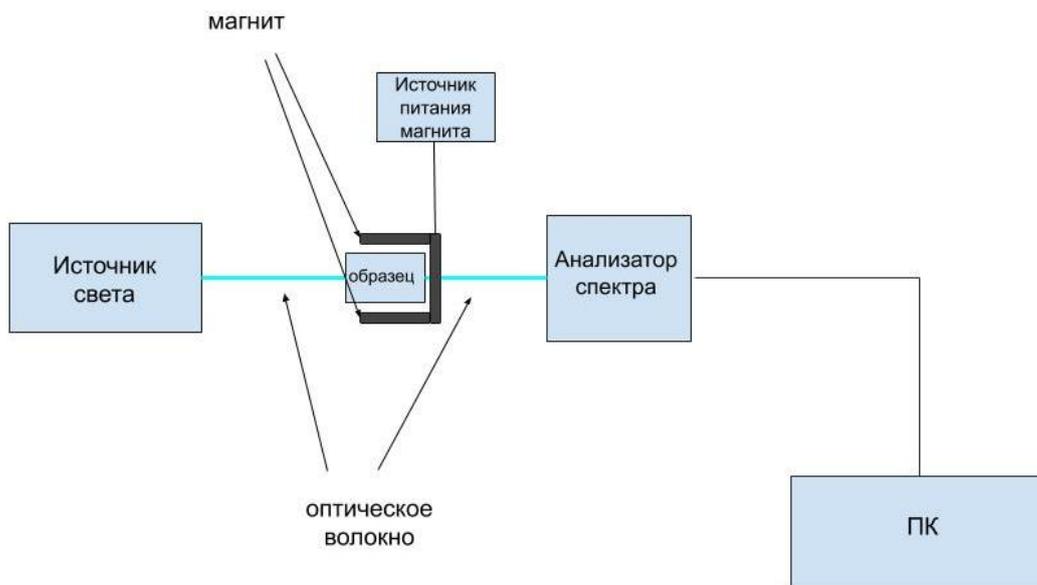


Рис. 1. Схема для регистрации спектров поглощения

В качестве источника излучения в схеме использовался источник света L10290 (Hamamatsu), состоящий из дейтериевой и галогеновой ламп. Спектр излучения этого источника лежит в диапазоне 200–1100 нм, что позволяет регистрировать поглощение в широком диапазоне длин волн [6]. От источника света свет по оптическому волокну направляется в кювету с образцом. Это делает излучение более направленным и доставляет его в ячейку с меньшими потерями мощности. Кварцевая кювета размером 1x3 см с жидкостью находилась в затемненном корпусе, чтобы избежать влияния переотражений фоновой засветки.

В этом исследовании нас интересовало детектирование спектров пропускания, поэтому мы использовали анализатор спектра C10083MD (Hamamatsu). Этот анализатор позволил проводить спектроскопические измерения с высокой точностью в спектральной области 200–850 нм. Для обработки спектров использовался компьютер со специальным программным обеспечением. Эксперимент проводился в затемненном помещении, чтобы избежать дополнительного воздействия света. Образец был помещён в магнитное поле, создаваемое электромагнитом.

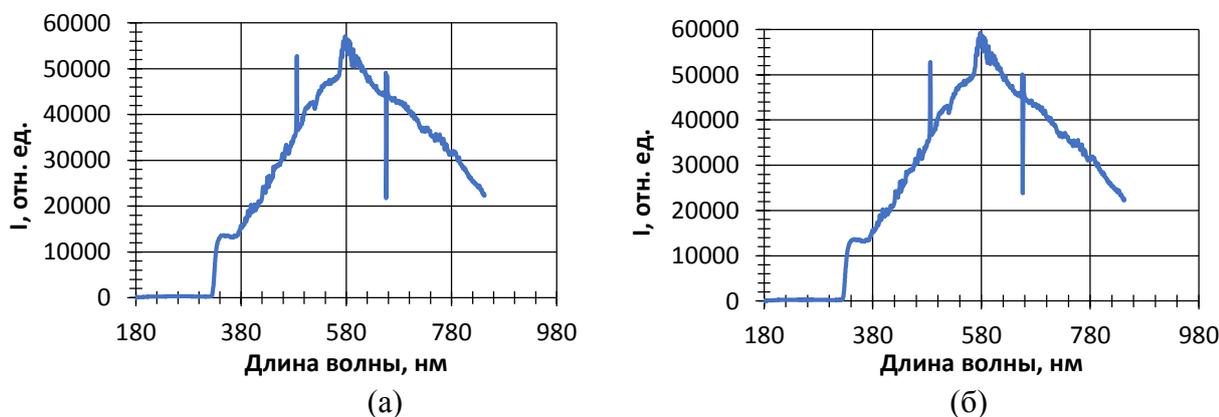


Рис. 2. Спектры поглощения света магнитной жидкостью с концентрацией магнетита 0.05 об. %, в поле: (а) – 0 Э (поле Земли) (б) – 360 Э

Исследуемые образцы представляют из себя частицы магнетита, взвешенные в керосине [7]. Оптимальные концентрации подбирались исходя из серии пробных экспериментов. В

данное работе исследовалась магнитная жидкость с концентрацией магнетита равной 0,05 об. %. Поле, создаваемое электромагнитом, варьировалось от 0 до 360 Э (без учета поля Земли).

В ходе проведения эксперимента нами были получены спектры поглощения света для каждой из концентраций, результаты для двух из них представлены на рис. 2. Заметно уменьшение пропускания с увеличением магнитного поля в диапазоне 600–780 нм. Однако выраженной спектральной зависимости обнаружено не было, что не в полной мере согласуется с теорией.

В дальнейшем планируется усовершенствовать лабораторную установку и подобрать концентрации магнитной жидкости, при которой эффект ослабления пропускания при приложении магнитного поля будет более выражен. Ожидаемые результаты таковы: увеличение магнитного поля нарушит агрегационную устойчивость магнитной жидкости, вследствие этого частицы начнут слипаться и образовывать кластеры, размер которых будет превышать размер одной частицы. Как было указано ранее, размер частицы прямо пропорционален сечению поглощения и рассеяния, поэтому под действием магнитного поля мы ожидаем увидеть уменьшение пропускания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rosensweig R.E., Kaiser R., Miskolczy G. Viscosity of magnetic fluid in a magnetic field // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 1969. – V. 29. – N 4. – P. 680-686.
2. Rosensweig R.E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // *Journal of magnetism and magnetic materials*. – 2002. – V. 252. – P. 370-374.
3. Прокофьев А.В. и др. Шумовые характеристики оптического отклика феррожидкостей на воздействие магнитного поля // *Письма в Журнал технической физики*. – 2019. – Т. 45. – № 15. – С. 3-5.
4. Privalov V.E. et al. Effect of noise and vibration on the performance of a particle concentration laser meter and optimization of its parameters // *Technical Physics*. – 2007. – V. 52. – N 3. – P. 352-355.
5. Velichko E. et al. Investigation of the interaction of ferromagnetic fluids with proteins by dynamic light scattering // *Saratov Fall Meeting 2017: Optical Technologies in Biophysics and Medicine XIX*. – International Society for Optics and Photonics, 2018. – V. 10716. – P. 1071616.
6. Privalov V.E., Shemanin V.G. On the determination of the minimum pulse energy in laser probing using harmonics of an Nd: YAG laser // *Opt. Sp.* – 1997. – V. 82. – N 5. – P. 809-811.
7. Karpunin A.E. et al. Optical study of composite material with nanosized fullerene inclusions // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – V. 1236. – N 1. – P. 012012.

УДК 535.3

А.А. Иванов^{1,2}, В.В. Чалдышев^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СО 100 КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ InGaN

Резонансная брэгговская структура представляет из себя реализацию резонансного одномерного фотонного кристалла, поскольку вклад экситонного резонанса в оптическое отражение значительно усиливается в периодических структурах с квантовыми ямами с периодом, когда брэгговский резонанс реализуется на длине волны экситонного резонанса в квантовых ямах [1]. Данный факт, а также большая энергия связи экситона в GaN, позволяет нам наблюдать существенный вклад экситонного резонанса в спектры отражения периодической полупроводниковой гетероструктуры с квантовыми ямами InGaN/GaN при комнатной температуре [2]. Так как экситонные состояния в квантовых ямах, чувствительны

к внешним воздействиям, например, приложению электрического поля, то представляется возможность управлять отражением света, управляя параметрами экситонного резонанса в среде. Таким образом, резонансные брэгговские структуры InGaN/GaN могут позволить изменить функциональность пассивных устройств на основе брэгговских отражателей света.

Цель данной работы: экспериментально изучить резонансный оптический отклик резонансной брэгговской структуры со 100 квантовыми ямами InGaN/GaN вблизи двойного экситонно-брэгговского резонанса, определить параметры квази-двумерных экситонов и исследовать влияние разупорядоченности толщин слоев структуры на формирование резонансного отражения света.

Исследуемая гетероструктура была изготовлена методом газовой эпитаксии из паров металлоорганических соединений. Образец представляет собой систему эквидистантных квантовых ям InGaN разделенных барьерами GaN так, чтобы брэгговский резонанс мог быть реализован на длине волны экситонного резонанса и имеет некоторую разупорядоченность толщины слоев. Активная область образца выращена поверх буферного слоя GaN, который отделяет ее от сапфировой подложки.

Измерения спектров оптического отражения и пропускания проводились для различных углов падения и поляризаций света при комнатной температуре. Моделирование оптических свойств структуры основано на использовании метода матриц переноса с использованием формул экситонного отражения и пропускания [1]. Детальное описание данного метода можно найти в [3].

Экспериментальные спектры отражения и пропускания для S поляризованного света, падающего под углом 20° , совместно с результатами моделирования представлены на рис. 1(а) и 1(б). Угол падения света подобран так, чтобы наблюдалось максимальное увеличение коэффициента отражения, обусловленное совпадением брэгговского и экситонного резонанса. В спектре отражения отчетливо наблюдается довольно широкий брэгговский пик (391.6 нм) на фоне длинноволновых осцилляций Фабри–Перо, которые затухают в коротковолновой части спектра при приближении к краю фундаментального поглощения GaN. Поскольку исследуемая резонансная брэгговская структура имеет неоднородность толщин слоев, в спектре отражения наблюдаются сопутствующие брэгговские максимумы (397.5 и 401.5 нм). Так как исследуемая структура обладает неким градиентом толщины слоев, то толщина образца в расчете задавалась по 10 подряд идущих квантовых ям одной толщины. Расчетные спектры без учета экситон-фотонного взаимодействия не демонстрируют абсолютно никаких резонансных особенностей, что позволяет сделать вывод о том, что вклад оптической решетки экситонов является главным в резонансном отражении света.

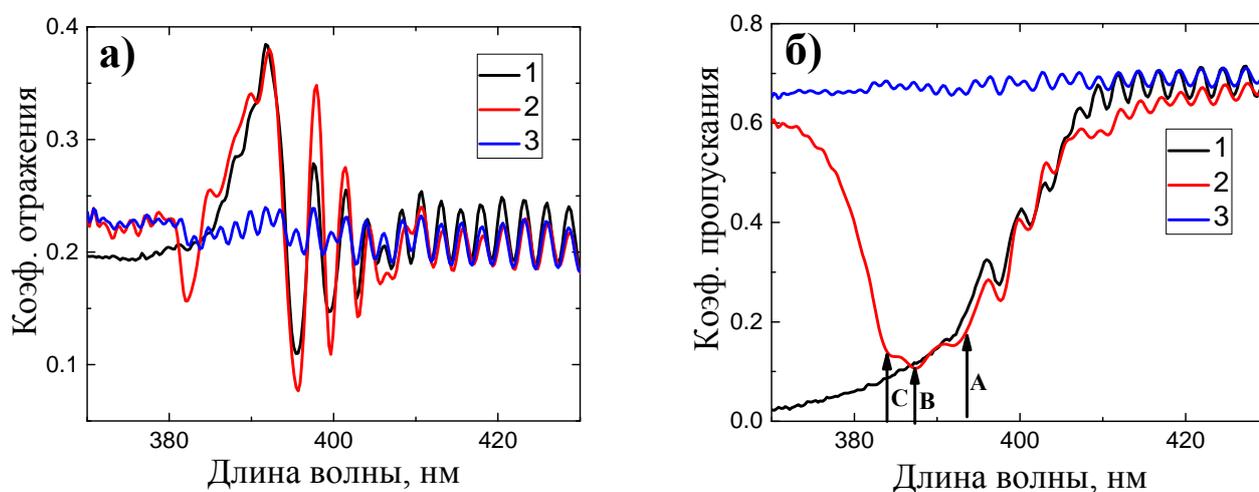


Рис. 1. Спектры оптического отражения (а) и пропускания (б) исследуемого образца.

1 – эксперимент, 2 – расчет с экситонами, 3 – расчет без экситонов

Очевидно, что подгонка экситонно-брэгговского резонанса только по спектру отражения является неоднозначной, поэтому на рис. 1(б) представлен экспериментальный спектр пропускания совместно с результатами расчетов. В спектре пропускания также присутствуют осцилляции Фабри–Перо затухающие в высокоэнергетической части спектра. Из рис. 1(б) видно, что имеются значительные расхождения между экспериментальным спектром пропускания и расчетом в коротковолновой части спектра. Основопологающей причиной этого является хвост оптического поглощения в буферном слое и барьерах GaN. В расчете учтены экситоны нескольких типов с длинами волн 393.6, 387.5 и 383.9 нм. На рис. 1(б) их спектральное расположение указано стрелками.

Таким образом, данная модель с одним и тем же набором параметров обеспечивает качественное соответствие между экспериментальными и расчетными спектрами. Константы радиационного и нерадиационного затухания экситона для исследуемой гетероструктуры оказываются равными $(0,25 \pm 0,02)$ мэВ и 40 мэВ соответственно. Полученные нами параметры экситонов в квантовых ямах InGaN надлежащим образом согласуются с результатами, полученными для аналогичной резонансной брэгговской структуры с меньшим периодом [4].

Несмотря на то, что технология изготовления резонансных брэгговских структур постоянно совершенствуется, толщину слоев структуры возможно контролировать с конечной точностью и все образцы неизбежно разупорядочены в большой или меньшей степени. В пределах данной модели мы провели анализ влияния неоднородности толщин слоев в образце на коэффициент отражения. Мы используем параметр стандартного отклонения, позволяющий количественно описать неупорядоченный одномерный фотонный кристалл для различных моделей беспорядка. Пока параметр беспорядка меньше порогового значения, максимальный коэффициент отражения медленно уменьшается с увеличением флуктуации. После того, как параметр беспорядка превышает пороговое значение, максимальный коэффициент отражения начинает быстро уменьшаться. Таким образом, можно заключить, что существует критическое значение разупорядоченности толщин слоев структуры, при достижении которого коэффициент отражения резонансной брэгговской структуры перестает быть устойчивым к беспорядку. Если в качестве параметра беспорядка в системе использовать среднеквадратичное отклонение, то такой параметр оказывается равным (8 ± 1) %. Данный параметр, по-видимому, является важным ограничением при проектировании и практической реализации резонансных брэгговских структур с квантовыми ямами InGaN.

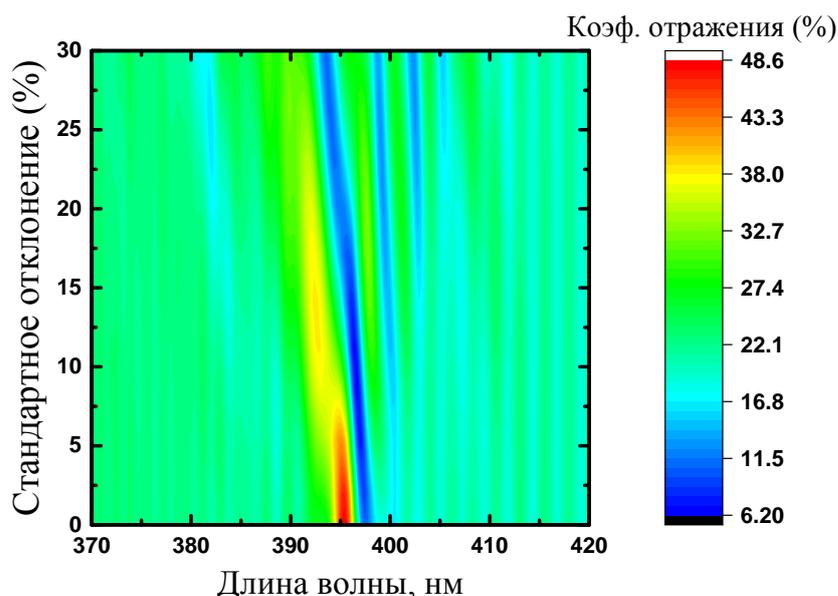


Рис. 2. Зависимость резонансного оптического отклика структуры со 100 квантовыми ямами InGaN для различных моделей беспорядка в системе

Таким образом, настраивая брэгговский резонанс, сформированный оптической решеткой экситонов со 100 квантовыми ямами InGaN, на частоту квази-двумерных экситонов, мы демонстрируем существенное усиление резонансного оптического отражения. Установлено хорошее согласие экспериментальных и расчетных оптических спектров. Найденные нами параметры экситонов в квантовых ямах разумно согласуются с параметрами, полученными для резонансной брэгговской структуры с 60 квантовыми ямами InGaN [4]. Мы обнаружили, что если уровень беспорядка не превышает определенного порогового значения, то существенного уменьшения коэффициента отражения с увеличением беспорядка не происходит. Если в качестве параметра, характеризующего степень разупорядоченности системы, использовать среднеквадратичное отклонение, то такой пороговый параметр мы оцениваем в $(8 \pm 1) \%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ивченко Е.Л., Несвижский А.И., Йорда С. Брэгговское отражение света от структур с квантовыми ямами // ФТТ. – 1994. – Т. 36. – № 7. – С. 2118-2129.
2. Chaldyshev V.V., Bolshakov A.S., Zavarin E.E., Sakharov A.V., Lundin W.V., Tsatsulnikov A.F., Yagovkina M.A., Kim T., Park Y. Optical lattices of InGaN quantum well excitons // Appl. Phys. Lett. – 2011. – V. 99. – P. 251103.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики – М.: Наука, 1973. – 720 с.
4. Bolshakov A.S., Chaldyshev V.V., Zavarin E.E., Sakharov A.V., Lundin W.V., Tsatsulnikov A.F., Yagovkina M.A. Room temperature exciton-polariton resonant reflection and suppressed absorption in periodic systems of InGaN quantum wells // J. Appl. Phys. – 2017. – V. 121. – P. 133101.

УДК 535.36

Д.А. Миленина, П.Д. Карпова, Е.А. Савченко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ВЛИЯНИЕ ФОНОВОГО ОСВЕЩЕНИЯ НА ИЗМЕРЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ СКОРОСТИ КРОВОТОКА, ПОЛУЧЕННЫЕ БЕСКОНТАКТНЫМ СПЕКЛ-КОРРЕЛЯЦИОННЫМ ДАТЧИКОМ

Фотодетектор как прибор, применяемый в медицинской диагностике, нашел широкое применение в разработке различных устройств. В данной работе осуществляется регистрация излучения рассеяния от эритроцитов для оценки скорости кровотока в микроциркуляторном русле. Помимо полезного сигнала фотодетектор регистрирует и фоновое освещение. Шумовая засветка может создавать дополнительные искажения и помехи, которые могут повлиять на точность измерений скорости кровотока, что важно при определении различных сердечно-сосудистых заболеваний (сахарного диабета, ишемической болезни сердца, инсульта) [1, 2].

Целью данной работы является исследование влияния фонового освещения на результаты измерения скорости кровотока бесконтактным спекл-корреляционным датчиком.

Для того чтобы исключить влияние фонового освещения в данной работе было решено установить красный светофильтр в спекл-корреляционный датчик, который был разработан ранее [3, 4]. Выбранное оптическое устройство позволяет подавить все части спектра электромагнитного излучения, кроме красного (длина волны $\lambda = 650$ нм), которое несет информационный сигнал.

На рис. 1 представлена схема спекл-корреляционного датчика. В качестве источника лазерного излучения используется полупроводниковый лазер, который с помощью диафрагмы и линзы фокусируется на исследуемом объекте (дистальной фаланге указательного пальца правой руки). Для регистрации излучения, рассеянного эритроцитами, используется многомодовое оптоволокно и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). Между объектом

исследования и оптоволоконном устанавливается фильтр, чтобы устранить фоновую засветку и на оптоволоконно приняло излучение от эритроцитов. Полученный сигнал поступает в аналогово-цифровой преобразователь для дальнейшей обработки на компьютере.

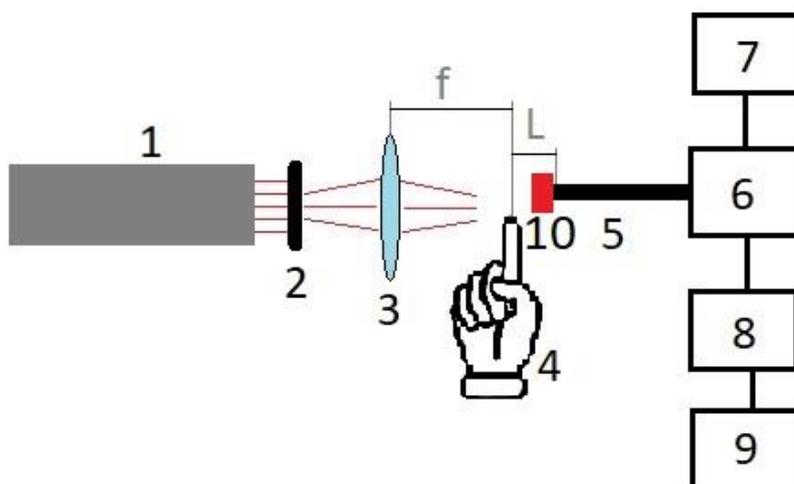


Рис. 1. Схема установки. 1 – полупроводниковый лазер, 2 – диафрагма, 3 – линза, 4 – исследуемый объект, 5 – многомодовое оптоволоконно, 6 – фотоэлектронный умножитель, 7 – источник питания, 8 – аналогово-цифровой преобразователь, 9 – компьютер, 10 – красный светофильтр

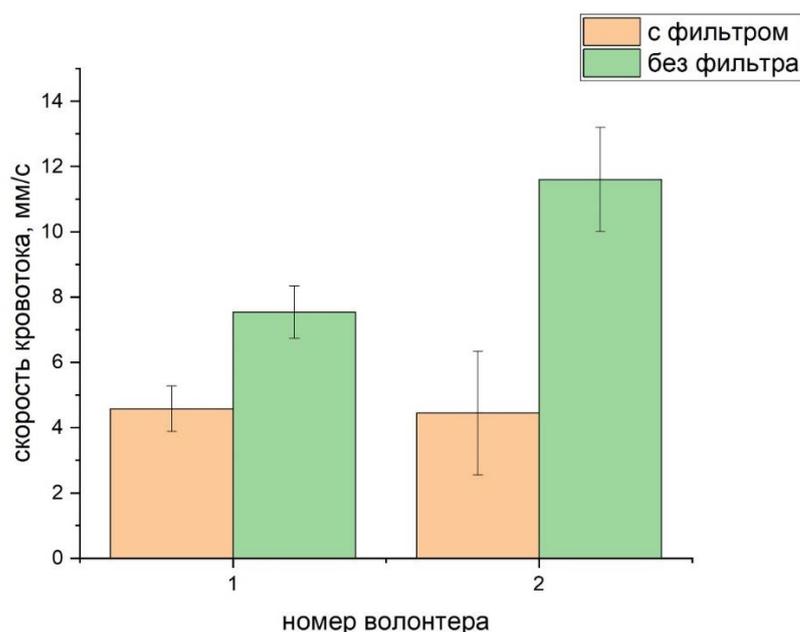


Рис. 2. Измерение скорости кровотока у условно-здоровых волонтеров без использования фильтра и с использованием

В данной работе было проведено исследование условно-здоровых волонтеров в двух случаях: при фоновом освещении без фильтра и с фильтром. Полученные сигналы обрабатывались с помощью разработанной программы в лаборатории, используя автокорреляционный анализ.

Основными результатами данной работы являются полученные значения скорости кровотока. На рис. 2 изображены результаты измерения скорости кровотока двух условно-

здоровых волонтеров без использования красного светофильтра и с использованием фильтра в датчике.

На представленной выше диаграмме видно, что скорость кровотока, полученная с использованием красного фильтра, у каждого волонтера соответствует нормальной скорости крови в капиллярах до 5 мм/с [5], в отличие от скорости, зафиксированной без фильтра, которая может отличаться на порядок от нормы.

По результатам работы можно сделать вывод о том, что использование красного светофильтра на фотоприемнике позволяет предотвратить внешнюю засветку и обеспечить более высокую точность работы устройства. Такой вывод делает оправданным применение фильтра в бесконтактных спекл-корреляционных датчиках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Климков Ю.М., Хорошев М.В. Лазерная техника. – Москва: МИИГАиК, 2014. – 143 с.
2. Лысенко С.А. Методы оптической диагностики биологических объектов. – Минск: БГУ, 2014. – 231 с.
3. Савченко Е.А., Величко Е.Н. Применение спекл-корреляционного анализа для определения скорости кровотока // Оптика и спектроскопия. – 2020. – Т. 128. – № 7. – С. 991-997.
4. Головань О.А., Мурашов А.А., Величко Е.Н. Спекл-корреляционный анализ скорости микроциркуляторного кровотока // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 19-24 ноября 2018 г. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – С. 83-85.
5. Тучин В.В. Оптика биологических тканей. Методы рассеяния света в медицинской диагностике. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. – 812 с.

УДК 681.787

Л.Б. Ликумович¹, Ф.В. Скляр², А.О. Костромитин²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²АО «Концерн «ЦНИИ «Электрон»».

ОПТИМИЗАЦИЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ С МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО УРОВНЮ ВЫХОДНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОЩНОСТИ: МЕТОД РАСЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Волоконно-оптические датчики (ВОД) на основе интерферометров используются для измерения различных физических величин. Для некоторых применений требуется мультиплексировать большое число ВОД. Например, при создании гидроакустических антенн на основе волоконно-оптических гидрофонов [1, 2]. Наиболее часто используемой технологией мультиплексирования ВОД является технология мультиплексирования по времени (TDM – Time Division Multiplexing) [3]. В технологии TDM предполагается направление на вход мультиплексирующей схемы оптического импульса. В оптоволоконной схеме мультиплексирования с оптическими разветвителями и зеркалами формируются набор из $N + 1$ разных импульсов, отличающихся путем распространения через чувствительные элементы и задержанные на время задержки Δt прохождения через чувствительный элемент [4]. Далее для формирования интерференционного сигнала на выходе схемы используется компенсационный интерферометр, содержащий в одном из плеч отрезок с задержкой света на Δt . На выходе интерферометра происходит совмещение импульсов, прошедших через $(n-1)$ и n чувствительных элементов и их интерференция, содержащая информацию о целевых осцилляциях фазовой задержки света в n -м чувствительном элементе.

Важной задачей при построении таких систем, является выбор параметров элементов оптической схемы для достижения оптимального соотношения мощности оптических импульсов. В данной работе рассматривается метод расчета параметров элементов и практическая реализация оптической схемы мультиплексирования чувствительных элементов (ЧЭ) ВОД на основе оптических разветвителей и зеркал, приведенная на рис. 1 (эта часть оптической схемы с мультиплексированными чувствительными элементами не включающая компенсационный интерферометр).

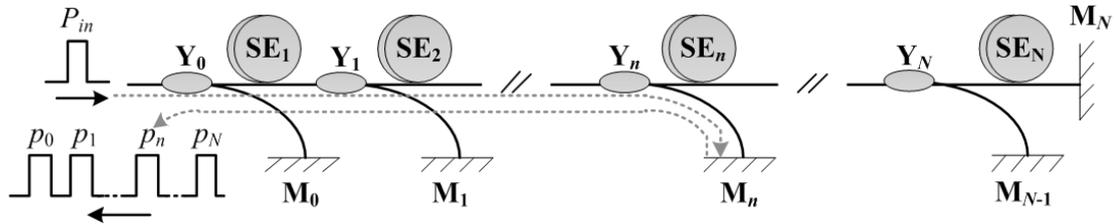


Рис. 1. Схема мультиплексирования ЧЭ ВОД

Обозначения в схеме на рис. 1: SE_n – чувствительные элементы (ЧЭ); M_n – зеркала; Y_n – разветвители; P_{in} – входная мощность; p_n – мощность отдельного оптического импульса. Основным критерий оптимизации выходной оптической мощности в схеме мультиплексирования – равенство p_n . Для достижения этого условия необходимо определить оптимальные коэффициенты деления разветвителей, при этом учитывая потери оптической мощности в отрезках волокна, оптических зеркалах, разветвителях, ЧЭ.

В статье [5] приведен подробный анализ и вывод соотношений для определения оптимальных коэффициентов деления оптических разветвителей. Выходная мощность оптического импульса p_n определяется соотношением [5]:

$$p_n = P_{in} K_{fn}^2 K_{cn}^2 R_n \cdot \prod_{q=1}^n (K_{d(q-1)}^2 K_{sfq}^2), \quad (1)$$

где P_{in} – мощность входного импульса, K_f – коэффициент передачи технологического отрезка между разветвителем и зеркалом, K_c – перекрестный и K_d – прямой коэффициенты передачи разветвителя, коэффициент передачи K_{sf} отрезка волокна с чувствительным элементом, R – коэффициент отражения зеркала. Коэффициенты K_c и K_d определяются через коэффициент деления оптического разветвителя D по соотношениям [5]:

$$K_d = (1 - \alpha_{el}) \cdot D / (1 + D) \text{ и } K_c = (1 - \alpha_{el}) / (1 + D), \quad (2)$$

где α_{el} – параметр потерь оптической мощности в разветвителях. Для определения оптимальных коэффициентов деления обеспечивающих баланс мощностей ($p_0 = p_1 = \dots = p_n = \dots = p_N$) в статье [5] было получено рекуррентное соотношение для расчета оптимальных значений D_n :

$$D_{n-1} = A_n (1 + D_n), \quad (3)$$

где введена константа $A_n = K_{f(n-1)} \sqrt{R_{n-1}} / [(1 - \alpha_{el}) K_{sf n} K_{fn} \sqrt{R_n}]$. При точном соответствии параметров элементов схемы тем, которые использовались в расчетах и получены при вычислении, мощности всех выходных импульсов $p_n = P_0$ будут одинаковы. Выражение (1) позволяет не только рассчитать оптическую мощность импульса на выходе схемы мультиплексирования с использованием оптимальных значений коэффициента D_n , но и оценивать влияние отклонений фактического значения коэффициента D_n от оптимального, связанного с конечной точностью изготовления разветвителей.

Экспериментальная реализация схемы была сделана в варианте мультиплексирования восьми чувствительных элементов ($N = 8$). При расчете требуемых коэффициентов деления разветвителей были использованы предварительные данные о примерных значениях параметров оптических элементов: $R = 0,89$, $\alpha_{el} = 0,11$, $K_{sf} = 0,96$, $K_f = 0,99$. По соотношениям (2) и (3) были рассчитаны оптимальные значения коэффициентов K_{dn} , приведенные в табл. 1.

Таблица 1. Оптимальные значения K_{dn}

n	0	1	2	3	4	5	6	7
K_{dn}	0,921	0,917	0,890	0,869	0,830	0,790	0,660	0,501

При расчете по рекуррентному соотношению (3) коэффициент $D_N = 0$, так как в оптической схеме в последнем звене отсутствует разветвитель и сразу после чувствительного элемента ставится зеркало.

С учетом этих параметров был собран макет оптической схемы мультиплексирования по структуре, показанной на рис. 1, состоящий из восьми ЧЭ. Макеты ЧЭ были выполнены в виде катушек с намотанным на них оптическим волокном длиной 40 м и разбросом потерь не более 2%. Потери в ветвях с чувствительным элементом повышены в связи с тем, что они содержали протяженные отрезки волокна с относительно малым радиусом намотки, вследствие чего коэффициент K_{sf} был немного ниже, чем K_f . Для сборки макета были изготовлены разветвители с точностью значения коэффициента деления до 1%. В режиме опроса на оптическую схему подавались короткие оптические импульсы с длительностью 200 нс. На выходе схемы после каждого входного импульса формировалась последовательность оптических из 9-ти выходных импульсов (как показано на рис. 1). Для каждого импульса была измерена мощность p_n . Результаты измерений показаны на рис. 2, значения выходной мощности приведены в относительных единицах (мощность выходных импульсов нормировалась на амплитуду входного импульса).

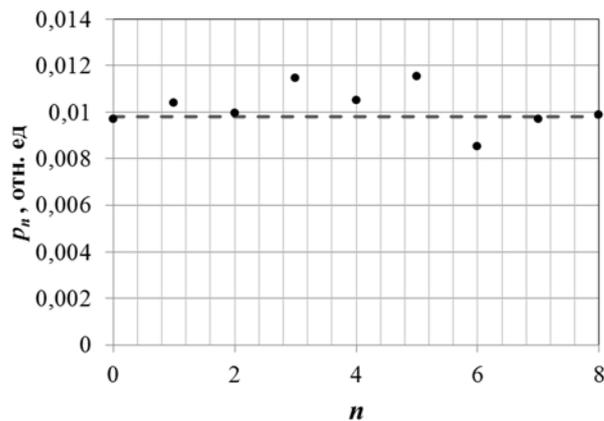


Рис. 2. Результаты измерения оптической мощности импульсов на выходе макета оптической схемы (точки), пунктирная линия соответствует расчетному относительному уровню мощности при идеальной реализации схемы

Из результатов измерений, представленных на рис. 2, видно, что величина p_n отличается от рассчитанной ($p_0/P_{in} = 0,0098$ отн. ед.) не более чем на 0,0017 отн. ед. Причиной неравномерности мощности оптических импульсов p_n является различие между фактическими значениями потерь оптической мощности в элементах схемы и заданными в расчете, а также конечная точность соответствия рассчитанных и фактических значений коэффициентов деления оптических разветвителей.

Приведенные экспериментальные результаты подтверждают адекватность и эффективность данного метода расчета оптической схемы мультиплексирования, для достижения максимального уровня выходной мощности при хорошей равномерности оптических импульсов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Udd E., Spillman Jr. W.B. (Eds.) Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists. 2nd edition. – Hoboken, New Jersey, USA: John Wiley & Sons, 2011. – 512 p.

2. Jones J.D.C. 30 Years of the OFS conference: the origins and directions of our subject // Proceedings of SPIE. – The International Society for Optical Engineering. – 2014. – V. 9157. – P. 9157C2.
3. Liao Y., Austin E., Nash P.J., Kingsley S.A., Richardson D.J. Highly scalable amplified hybrid TDM/DWDM array architecture for interferometric fiber-optic sensor systems // Journal of Lightwave Technology. – 2013. – V. 31. – N 6. – P. 882-888.
4. Akkaya O.C., Digonnet M.J.F., Kino G.S., Solgaard O. Time-division-multiplexed interferometric sensor arrays // Journal of Lightwave Technology. – 2013. – V. 31. – N 16. – P. 2701-2708.
5. Костромитин А.О., Лиокумович Л.Б., Скляр Ф.В., Котов О.И. Анализ выходной мощности оптоволоконных интерферометрических схем с мультиплексированными чувствительными элементами // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2020. – Т. 13. – № 2. – С. 126-141.

УДК 535.4

Д.Д. Кулик, А.А. Маркварт, Н.А. Ушаков
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СРАВНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

Применение различных методов оптического зондирования и визуализации в биомедицине привлекает все большее внимание со стороны исследователей для дальнейшего развития этой области. Оптическая когерентная томография (ОКТ) является одним из наиболее известных подходов биомедицинской визуализации, позволяющим получать трехмерные изображения тканей. Основным этапом ОКТ-визуализации является так называемое А-сканирование, рассчитываемое как преобразование Фурье измеренного спектра отраженного оптического сигнала [1], при этом 2-мерные проекции и 3-мерные томограммы вычисляются путем объединения А-сканов.

Мониторинг пульсовой волны широко используется для диагностики сердечно-сосудистых заболеваний, сахарного диабета и других проблем со здоровьем, поскольку он обеспечивает точную и достоверную оценку жесткости артерий [2]. Наиболее прямыми и точными способами измерения сигнала пульсовой волны (ПВ) и скорости пульсовой волны являются дренажные катетеры, которые, однако, являются инвазивными и поэтому не могут быть широко распространены. Измерение пульсовой волны используется в различных коммерческих приборах и широко исследуется в научной литературе с использованием новых датчиков, в том числе волоконно-оптических, преимуществами которых является электромагнитная нейтральность, отсутствие электрических токов в чувствительном элементе и достижимые высокая точность и разрешающая способность [3].

Целью данной работы является представление метода неинвазивного мониторинга пульсовой волны в крупных артериях с использованием фазочувствительной ОКТ. Полученные результаты сравниваются с сигналами, измеренными обычными интерферометрическими датчиками пульсовой волны, подобными описанным в работе [4].

Для того, чтобы точно измерить сигнал пульсовой волны, необходимо закрепить ОКТ-зонд над исследуемой артерией. При этом, данная ОКТ-система была построена по схеме с общим путём и оснащена волоконным наконечником [5], чтобы получить малую площадь зонда и нечувствительность к любым возмущениям подводящего волокна.

Этот ОКТ-зонд был протестирован, и были получены представленные на рис. 1 оптические спектры и соответствующие им А-сканы, измеренные на лучевых артериях первого и второго испытуемых.

Также были получены и представлены на рис. 2 оптические спектры, измеренные на сонной артерии второго испытуемого. Следует отметить, что поскольку в ОКТ системе с

общим путём происходит интерференция света, отраженного от торца подводящего волокна и различных слоёв исследуемой биологической ткани, каждая точка А-скана несёт информацию об излучении, отраженном от тканей, находящихся на определенном расстоянии от ОКТ зонда.

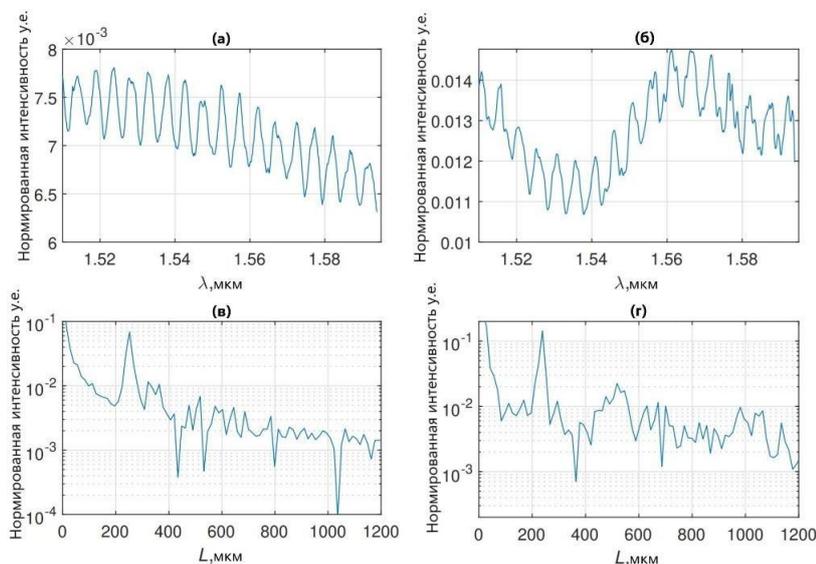


Рис. 1. Примеры оптических спектров (а) и (б) и их А-сканы (в) и (г) на лучевых артериях

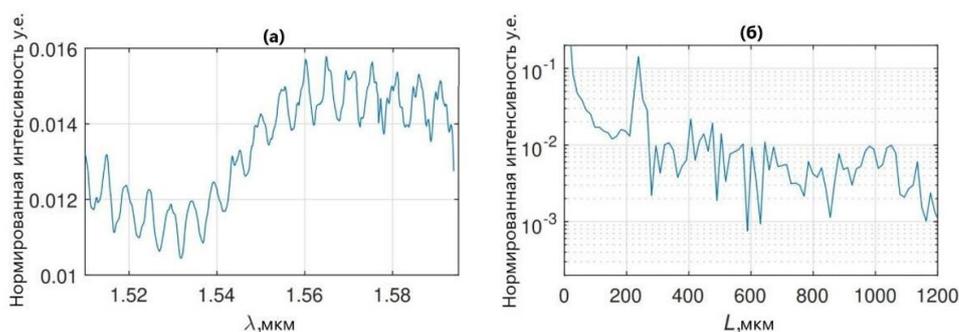


Рис. 2. Пример оптического спектра (а) и его А-скан (б) на сонной артерии

Временную эволюцию измеряемого вибрационного сигнала можно наблюдать как последовательность измеренных значений фазы точек А-скана, соответствующих определенной глубине. А для обработки фазового сигнала, чтобы избежать появления квазистатической составляющей, вызванной дыханием или движением тела, был разработан и использован фильтр верхних частот с конечной импульсной характеристикой с частотой среза 0,75 Гц. Порядок фильтра составлял 14000, при этом ослабление сигнала на частотах ниже 0.4 Гц составляло 60 дБ. Вся обработка сигнала выполнялась в среде MATLAB.

Нет никакой априорной информации о точных точках (и глубинах), в которых сигнал пульсовой волны может быть измерен с самым высоким качеством. Тем не менее можно сделать вывод, что основные пики отражения, расположенные на глубине 230–260 мкм, соответствуют границе между эпидермисом и дермой. Учитывая, что показатель преломления эпидермиса составляет около 1,42 [6], положение пика соответствует типичной ширине эпидермиса около 150–200 мкм. Из-за отличающегося показателя преломления дермы (около 1,36), относительно сильное отражение происходит на этой границе, и благодаря эластичности дермы пульсовая волна вызывает смещение этой границы, которое можно отслеживать как изменение фазы отраженной световой волны. Для испытуемого 1 координата главного пика отражения составляла 252 мкм, в то время как для второго испытуемого главный пик отражения был расположен на 238 мкм.

Используемый для сравнения интерферометрический датчик пульсовой волны представляет собой внешний волоконный интерферометр Фабри–Перо (ФП), образованный торцами двух одномодовых волокон, установленных внутри тонкого стеклянного капилляра, установленного над артерией. Деформация интерферометра, вызванная пульсовой волной, измеряется с помощью спектральной интерферометрии, следовательно, сигнал соответствует смещению между торцами волокон.

Оба измерения проводились на лучевой артерии с использованием одного и того же опросного оборудования. При этом сигнал, полученный при помощи интерферометрического датчика Фабри–Перо был обработан при помощи такого же фильтра верхних частот, как и сигнал ОКТ-системы.

Формы обоих сигналов пульсовой волны, показанные на рис. 3, почти идентичны, но основное различие заключается в более низком провале между основным пиком, соответствующим прямой волне, и вторичным пиком, соответствующим отраженной волне в сигнале ОКТ, по отношению к сигналу Фабри–Перо. Это, вероятно, вызвано некоторым затуханием пульсовой волны в слое эпидермиса, и неидеальной механической связью между поверхностью кожи и капилляром ФП, в то время как ОКТ подход измеряет непосредственно смещение границы между эпидермисом и дермой, обеспечивая тем самым более точные показания.

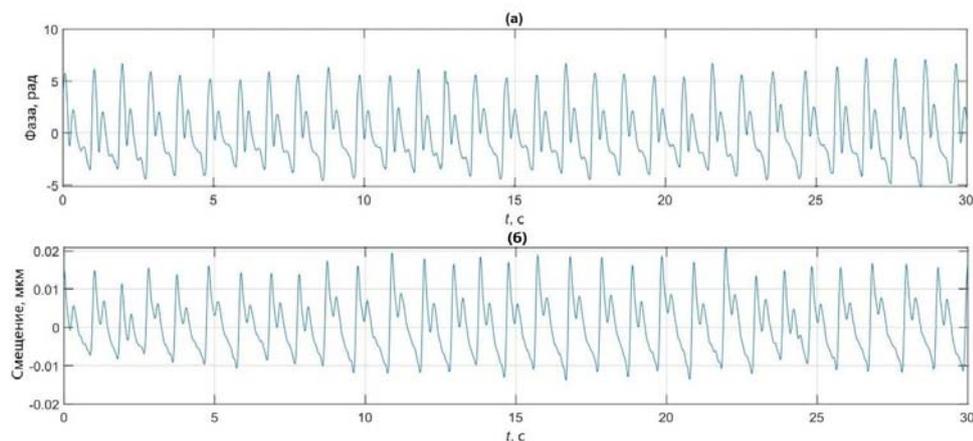


Рис. 3. Сигналы пульсовой волны на лучевой артерии, полученные методом ОКТ-системы (а) и методом с использованием датчика Фабри-Перо (б)

Для обоих измеренных сигналов были оценены отношения сигнал-шум, для сигнала ФП оно оказалось равным 63–65 дБ, для сигнала ОКТ – 67–69 дБ. По результатам работы можно сделать вывод, что предложенный принцип простой фазочувствительной оптической когерентной томографии (ОКТ) для неинвазивного мониторинга пульсовой волны является высоконадежным и должен обеспечивать высокую повторяемость измерений за счет его непосредственного механизма зондирования пульсовой волны. Использование ОКТ системы для измерения ПВ на сонных и лучевых артериях было протестировано на двух испытуемых.

Продолжением работы может являться разработка ОКТ системы с мультиплексированными чувствительными элементами, которая позволит измерять скорость пульсовой волны по задержке измеренных сигналов в двух разных точках.

Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024).

ЛИТЕРАТУРА

1. Leitzgeb R.A. En face optical coherence tomography: a technology review // Biomedical optics express. – 2019. – V. 10. – N 5. – P. 2177-2201.

2. Peltokangas M. et al. Age dependence of arterial pulse wave parameters extracted from dynamic blood pressure and blood volume pulse waves // IEEE journal of biomedical and health informatics. – 2015. – V. 21. – N 1. – P. 142-149.
3. Correia R. et al. Biomedical application of optical fibre sensors // Journal of Optics. – 2018. – V. 20. – N 7. – P. 073003.
4. Ushakov N.A., Markvart A.A., Liokumovich L.B. Pulse Wave Velocity Measurement with Multiplexed Fiber Optic Fabry-Perot Interferometric Sensors // IEEE Sensors Journal. – 2020.
5. Wang C. et al. Long-range common-path spectral domain optical coherence tomography // Optics express. – 2019. – V. 27. – N 9. – P. 12483-12490.
6. Ding H. et al. Refractive indices of human skin tissues at eight wavelengths and estimated dispersion relations between 300 and 1600 nm // Physics in Medicine & Biology. – 2006. – V. 51. – N 6. – P. 1479.

УДК 681.784.88

В.А. Осоченко, Э.К. Непомнящая, М.А. Баранов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МЕТОД ПОЛЯРИМЕТРИИ ДЛЯ АНАЛИЗА КОЖИ И ДИАГНОСТИКИ СОСТОЯНИЯ ТКАНЕЙ

Неинвазивная диагностика – область в медицине, которая не перестаёт развиваться. Использование оптических методов является перспективным направлением. Большинство существующих методов, так или иначе, накладывают некоторые ограничения, связанные с влиянием на организм. Поэтому существует необходимость в создании безопасных методов исследования, и метод поляриметрии является одним из них.

С помощью метода поляриметрии можно неинвазивно проводить анализ кожи и диагностику состояния тканей. Он основан на способности веществ отклонять плоскость поляризации при прохождении через них поляризованного света, что даёт информацию о структурно-морфологических особенностях исследуемого участка без нежелательного влияния на него. Метод является достаточно новым и малоизученным.

Основной целью данной работы является разработка установки, работающей на данном методе, для получения изображений кожной ткани. Полученные изображения позволяют усилить контраст дефектов.

Биологическая ткань, которой является кожа, это слабоупорядоченная и многократно рассеивающая среда, так как в коже находится много случайно распределённых в объёме рассеивающих центров. Степень рассеяния зависит от длины волны излучения и оптических свойств биоткани. В коже проявляются сильное рассеяние излучения и более слабое поглощение. Тот свет, который поглощается, может расходоваться на биохимические реакции, переходить в тепловую энергию, переизлучаться в виде флуоресценции или фосфоресценции. Иллюстрация данных процессов представлена на рис. 1.

На более коротких длинах волн дерма рассеивает сильнее. Более длинные волны проникают глубже, чем короткие [2]. В коже основное поглощение приходится на меланин (основной пигмент кожи, находящийся в эпидермисе) и гемоглобин (находится в сосудистой ткани). «Терапевтическое окно» имеет диапазон от 600 нм до 1200 нм, так как излучение проникает вглубь тканевых структур [3].

В нашем случае мы будем придерживаться методики использования линейно поляризованного света для освещения нужной области и блокировании попадания обратно рассеянного света той же поляризации в систему регистрации. Это позволяет получить изображение кожной ткани без поверхностной структуры. Схема используемой в лаборатории

установки представлена на рис. 2. В качестве источника излучения использовался светодиод с длиной 650 нм. Между объектом и линзой помещают вращающийся поляризатор.

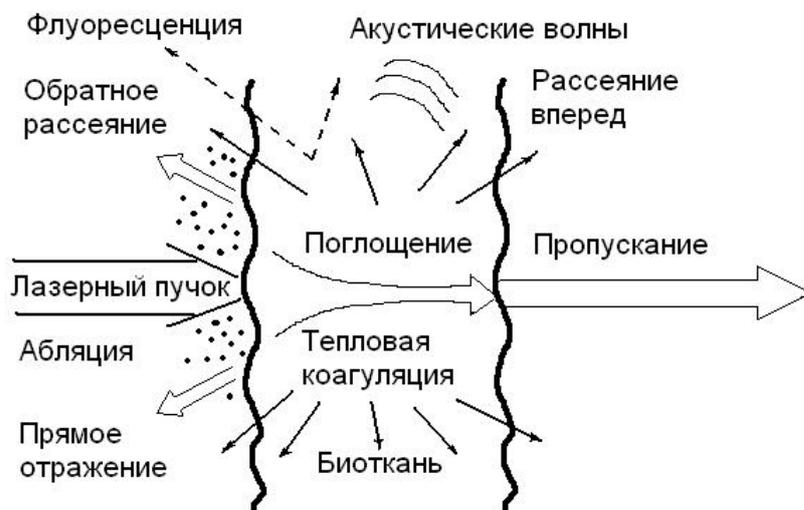


Рис. 1. Виды взаимодействия лазерного излучения с биотканью [1]

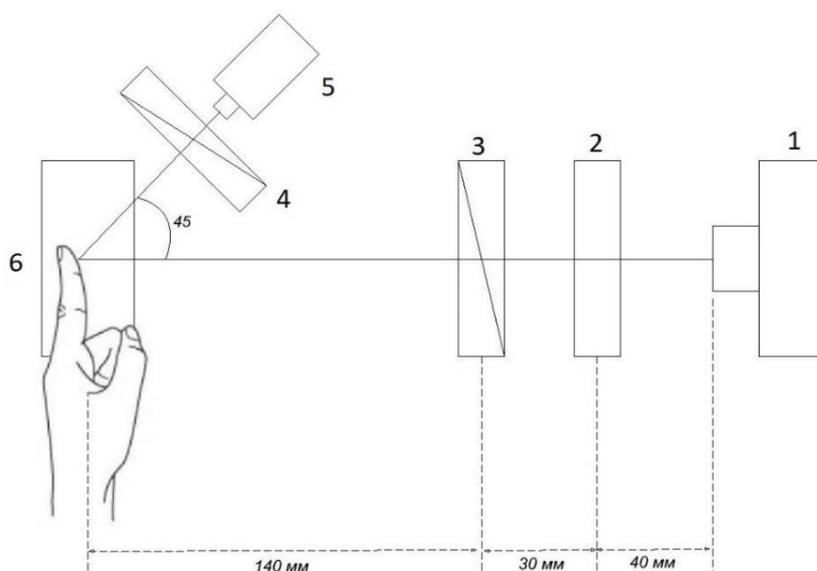


Рис. 2. Схематичное изображение установки поляризационной визуализации: 1 – камера, 2 – светофильтр, 3, 4 – поляризационные фильтры, 5 – источник излучения, 6 – столик для объекта [4]

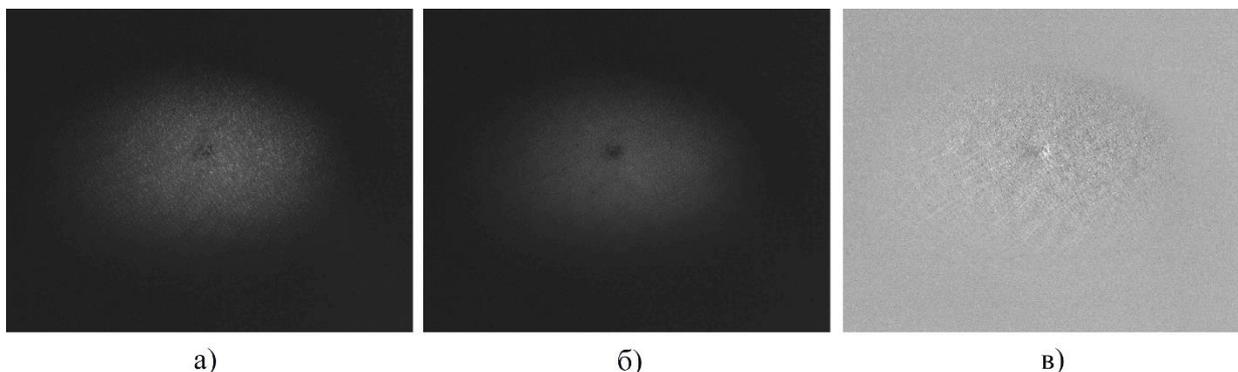


Рис. 3. Изображение родинки: а) оси поляризатора расположены параллельно; б) оси поляризатора расположены перпендикулярно; в) комбинированное изображение

Используя данную установку, были получены изображения родинки. При получении рис. 3а оси поляризационных фильтров были расположены параллельно друг другу. Отражённый свет проходит через поляризатор, и в результате мы получаем изображение поверхности кожи. При получении рис. 3б оси поляризационных фильтров были расположены перпендикулярно друг другу. Отражённый от поверхности кожи свет блокируется, в результате регистрируется деполяризованный свет, который рассеивается в коже. Данное изображение несет информацию о внутренней морфологии ткани, в то время как поверхностные структурные особенности не наблюдаются. Используя программу Wolfram Mathematica, выполняется вычитание изображений при различных расположениях осей. Из рис. 3а вычитаем рис. 3б. В итоге получаем третье изображение, показанное на рис. 3в.

В результате имеем более контрастную картину кожного покрова [5], из которой можно делать выводы о глубине и размерах дефекта кожи. При выявлении каких-либо образований можно определить концентрацию хромофоров.

В дальнейшем планируется использование источников излучения с различными длинами волн. Кроме того, отдельная работа будет проводиться для разработки переносного и компактного датчика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тучин В.В. Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1998. – 11 с.
2. Тучин В.В. Оптика биологических тканей. Методы рассеяния в медицинской диагностике. – М.: Физматлит, 2012. – 811 с.
3. Putintseva M., Korneeva E., Velichko E. New approach to detect skin pathologies with polarimetric detection and processing // Saratov Fall Meeting 2018: Optical and Nano-Technologies for Biology and Medicine. – International Society for Optics and Photonics, 2019. – V. 11065. – P. 1106511.
4. Непомнящая Э.К., Пономарева О.А., Баранов М.А. Метод поляризационной визуализации для анализа состояния кожи // Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2020). – 2020. – С. 472-476.
5. Galeeva M.A. et al. On specific features of the endoscopic image processing // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1236. – N 1. – P. 012036.

УДК 681.787

И.Д. Пелевин, О.И. Котов, А.В. Петров
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СИГНАЛЫ МНОГОМОДОВОГО ВОЛОКОННОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА ПРИ МОДУЛЯЦИИ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА

В настоящее время большую актуальность приобрело применение волоконно-оптических устройств, одной из разновидностей которых является многомодовый волоконный интерферометр (МВИ), интерес к которому обусловлен простотой и невысокой стоимостью. Сигнал МВИ возникает в результате интерференции мод, распространяющихся в многомодовом волокне [1]. МВИ довольно чувствительны к внешним воздействиям, таким как: температурные колебания, механическое давление и т.д., которые неизбежно приводят к федингу сигнала. Для борьбы с этим явлением, а также для получения стабильных характеристик МВИ и оценки их свойств в зависимости от различных параметров может применяться метод усреднения сигнала МВИ, при котором происходит модуляция частоты излучения источника. Данная работа посвящена теоретическому исследованию сигналов МВИ с использованием частотного метода усреднения.

Цель работы – получить стабильные амплитудные характеристики и отклики МВИ при модуляции частоты лазера, а также проанализировать их изменение в зависимости от различных параметров: длины волокна (L), количества модовых групп (M).

В ходе работы рассматривалась зависимость интенсивности света от длины волны в диапазоне от 1510 до 1590 нанометров, что соответствует диапазону изменения частоты 10 ТГц. Зависимость интенсивности света от величины изменения частоты представлена на рис. 1.

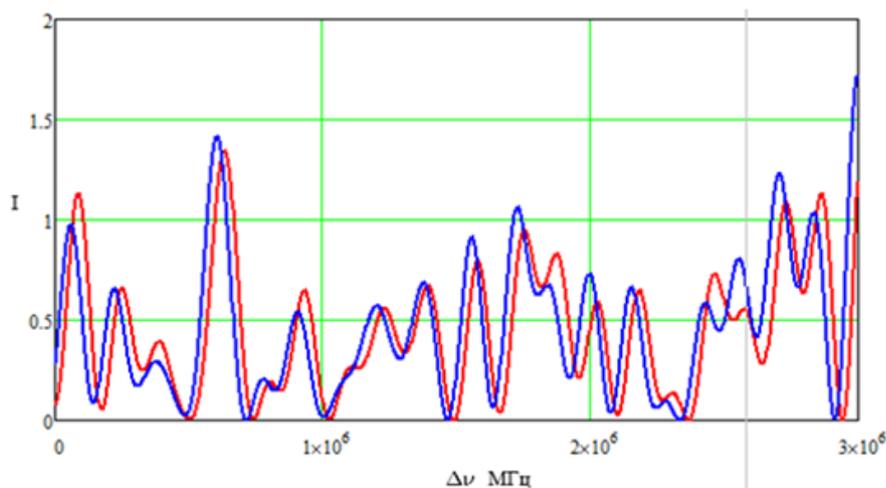


Рис. 1. Зависимости интенсивности света от величины изменения частоты. Красная зависимость – при длине волокна $L=50$ м, синяя – при длине волокна $L=50$ м+30 мкм. Параметр профиля показателя преломления $\alpha=2$, число модовых групп $M=7$, диаметр волокна $d=50$ мкм, изменение частоты $\Delta\nu=0, 30..3000$ ГГц

Для имитации внешнего воздействия мы можем немного изменить длину волокна, и тогда частотная зависимость сдвинется относительно начальной, что видно на рис. 1. Информацию об этом воздействии мы можем получить через корреляционную функцию [2].

$$K(M, \delta L, \Delta\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda} \int_0^{\Delta\lambda} I(M, 0, \delta\lambda) * I(M, \delta L, \delta\lambda) d\delta\lambda. \quad (1)$$

Методика измерений сигнала заключается в том, что мы берём распределение интенсивностей в начальный момент, когда на волокно не оказывается никакого воздействия, и сравниваем его со всеми последующими распределениями, когда на волокно воздействие оказывается.

Коэффициент корреляции будет принимать максимальное значение, если обе интегрируемые по всему диапазону изменения длины волны интенсивности будут совпадать. Когда на волокно оказывается воздействие, частотная пропись изменяется и при сравнении с первой прописью (опорной) коэффициент корреляции становится меньше.

Чтобы получить стабильный отклик перейдём к амплитудной характеристике, рассчитываемой как корень из разности единицы и нормированного коэффициента корреляции.

$$AX = \sqrt{1 - \frac{K}{K_0}}. \quad (2)$$

Полученные амплитудные характеристики представлены на рис. 2. Как видно из графика, при повышении числа распространяющихся мод амплитудная характеристика становится более крутой, то есть повышается чувствительность. Но, с другой стороны, чем меньше мод, тем длиннее линейный участок, то есть больше рабочий диапазон измеряемых воздействий.

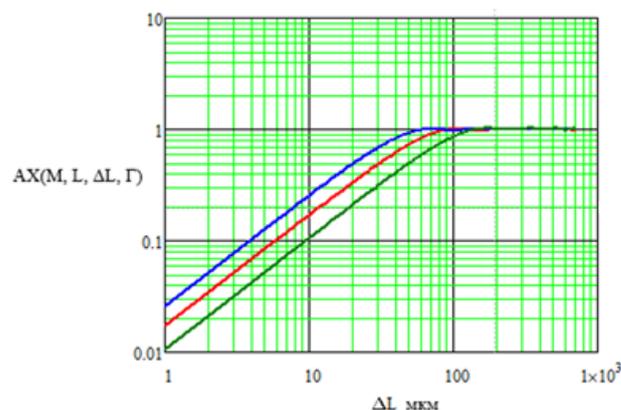


Рис. 2. Амплитудные характеристики для числа модовых групп $M=5,8,12$ (снизу вверх). $L=50$ м, $\alpha=2$, $d=50$ мкм, диапазон сканирования частоты $\Gamma=10$ ТГц

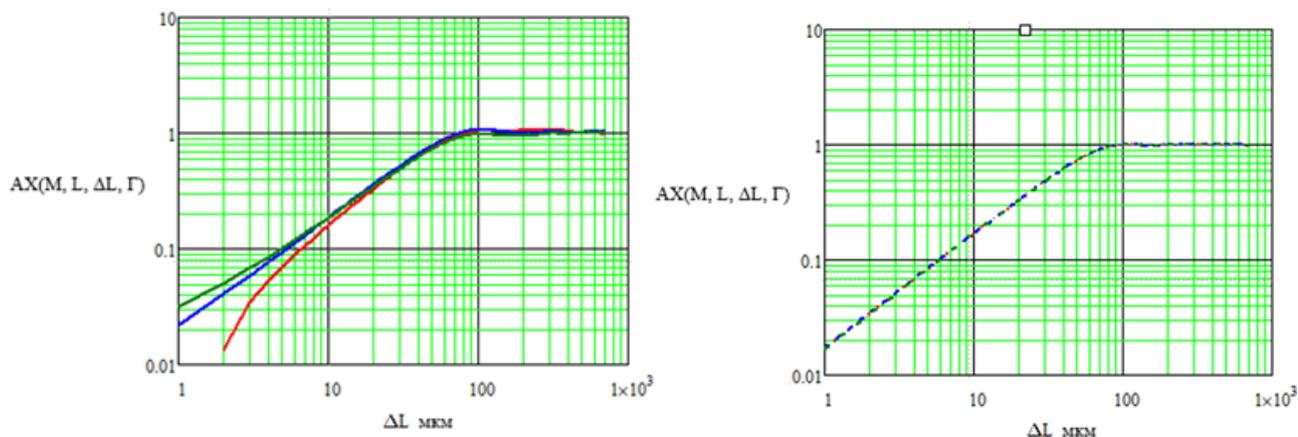


Рис. 3. (а) (слева) Амплитудные характеристики при изменении L на $\delta L = -300, 0, 300$ мкм (сверху вниз). $M=8$, $L=50$ м, $\alpha=2$, $d=50$ мкм, диапазон сканирования частоты $\Gamma=100$ ГГц; (б) (справа) Амплитудные характеристики при изменении L на $\delta L = -300, 0, 300$ мкм. $M=8$, $L=50$ м, $\alpha=2$, $d=50$ мкм, диапазон сканирования частоты $\Gamma=10$ ТГц

Однако, нашей целью является борьба с федингом сигнала. Его влияние можно обнаружить в виде изменения амплитудной характеристики при изменениях длины волокна ($L + \Delta L$) под внешним воздействием, например, температурным [3]. При прочих равных параметрах амплитудные характеристики будут искажаться и терять линейность.

Графики на рис. 3(а) были получены при диапазоне изменения частоты $\Gamma=100$ ГГц. При увеличении этой величины в 100 раз влияние фединга становится незначительным и амплитудные характеристики совпадают, что видно на рис. 3(б).

Если модуляция волокна будет происходить по синусоидальному закону, то амплитудные отклики тоже будут синусоидальными, но их частота будет в 2 раза больше и вместо синуса будет его модуль.

$$\Delta L(t) = \delta L * \sin(\Omega t). \quad (3)$$

Модуль связан со свойствами корреляционной функции-это чётная симметричная функция относительно ΔL . То есть вне зависимости от того, какой знак будет иметь модуляция длины, коэффициент корреляции будет меняться от 1 до 0 одинаково.

На рис. 4(а) показаны амплитудные отклики на синусоидальную модуляцию при диапазоне сканирования частоты $\Gamma=10$ ТГц. Если величина Γ будет недостаточной, то сигнальные отклики для одного набора параметров МВИ начнут искажаться и изменяться друг относительно друга, что показано на рис. 4(б).

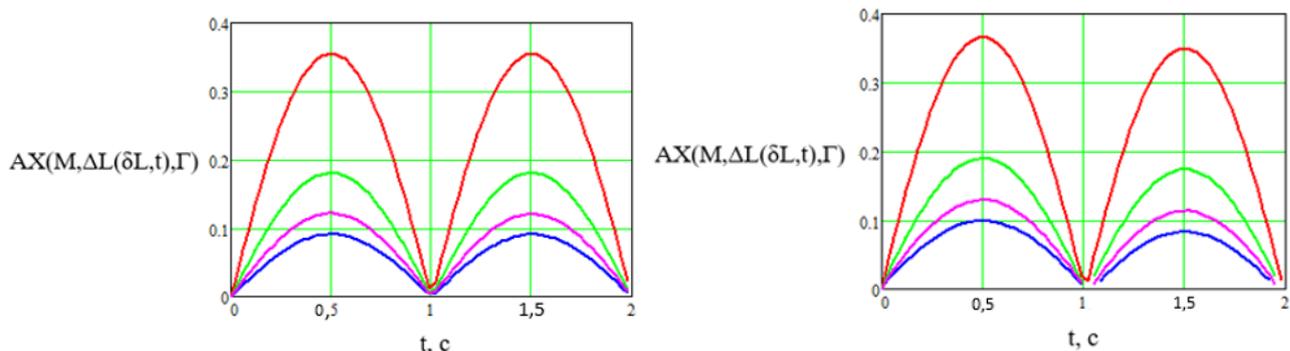


Рис. 4. (а) (слева) Амплитудные отклики при синусоидальной модуляции длины волокна. Амплитуда $\delta L=20, 10, 6.6, 5$ мкм (сверху вниз), время $t=0, 0.05 \dots 2$ с, $\Gamma=10$ ТГц, $M=8$, $L=50$ м, $d=50$ мкм; (б) (справа) Амплитудные отклики при синусоидальной модуляции длины волокна. Амплитуда $\delta L=20, 10, 6.6, 5$ мкм, время $t=0, 0.05 \dots 2$ с, $\Gamma=0,5$ ТГц, $M=8$, $L=50$ м, $d=50$ мкм

В заключение отметим основные результаты. В данной работе был рассмотрен метод частотного усреднения сигналов многомодового волоконного интерферометра. В ходе работы были получены стабильные амплитудные характеристики и отклики МВИ в условиях фединга сигнала, показано влияние глубины модуляции частоты лазера на амплитудные характеристики, а также зависимость самих характеристик при изменении различных параметров волокна. Полученные результаты могут быть полезны для оценки свойств МВИ в зависимости от параметров волокна и при создании датчиков физических величин.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лиокумович Л.Б. Волоконно-оптические интерферометрические измерения: Монография. – СПб.: Изд-во СПбПУ, 2007. – 109 с.
2. Chapalo I.E., Petrov A.V., Bozhko D., Bisyarin M.A., Kotov O.I. Methods of signal averaging for a multimode fiber interferometer: an experimental study // SPIE Proceedings. – 2019. – V. 11028. – P. 7.
3. Kotov O.I., Bisyarin M.A., Chapalo I.E., Petrov A.V. Simulation of a multimode fiber interferometer using averaged characteristics approach // Journal of the Optical Society of America. – 2018. – V. 35. – N 8. – P. 1990-1999.

УДК 681.785

В.В. Полозов^{1,2}, Л.Б. Лиокумович¹, Ф.В. Складов^{1,2}, Н.А. Ушаков¹
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²АО «КОНЦЕРН «ЦНИИ «ЭЛЕКТРОПРИБОР»

ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЙ ДАТЧИК ВНУТРИЧЕРЕПНОГО ДАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРА ФАБРИ–ПЕРО

Волоконно-оптические датчики привлекательны для измерения различных физических величин. Благодаря их достоинствам и преимуществам с учетом значительного развития оптоволоконных технологий и элементной базы такие датчики все в большей степени внедряются на практике в различных областях от измерительных систем нефтегазовой сферы до медицинских измерительных систем [1, 2]. В последнем случае важна невосприимчивость оптоволоконных датчиков к электромагнитному излучению, возможность реализовать конструкции высокой биосовместимости и очень малых поперечных размеров с малым размером чувствительной области (диаметр чувствительного элемента от 125 мкм до 500 мкм, длина чувствительного от сотен мкм до единиц мм). При этом наиболее успешными и перспективными являются оптоволоконные датчики интерферометрического типа, поскольку

они обеспечивают наилучшую разрешающую способность, динамический диапазон и стабильность. В частности, для ряда медицинских применений представляют интерес датчики на базе миниатюрного интерферометра Фабри–Перо (т.н. "внешнего" интерферометра Фабри–Перо), который обеспечивает указанные свойства миниатюризации чувствительной области в сочетании с простотой конструкции и сохранением высокой чувствительности [1, 3].

В работе рассматривается построение датчика на основе интерферометра Фабри-Перо для создания высокоточного измерителя внутричерепного давления. Поскольку на сегодняшний день отечественные медицинские клиники используют датчики внутричерепного давления иностранных производителей: Codman, Raumedic AG и др., использование данного датчика позволит внедрить отечественный аналог датчика внутричерепного давления. В анализируемой схеме чувствительный интерферометр формируется между торцами двух оптических волокон за счет френелевского отражения от торцов (за счет операции скалывания обеспечены ровные поверхности торцов, перпендикулярные осям волокон), которые помещены в стеклянный капилляр и зафиксированы на концах капилляра (рис. 1, слева) с определенным расстоянием L между торцами. При изменении внешнего гидростатического давления чувствительный элемент деформируется и меняется длина зазора между волокнами, что и должно быть зафиксировано в ходе измерений.

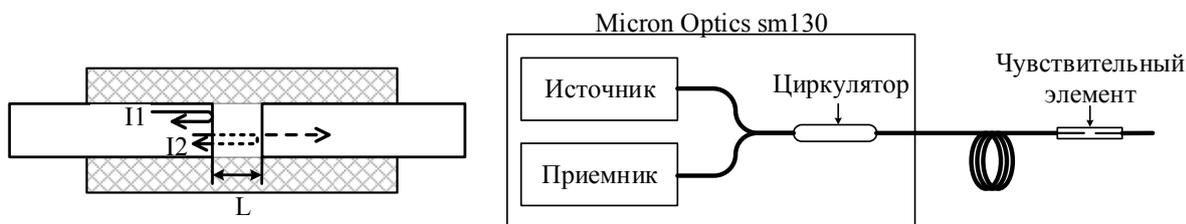


Рис. 1. Схема чувствительного элемента (слева) и экспериментальной установки (справа).
 I_1, I_2 – интенсивности отраженных лучей от границ

Схема используемой экспериментальной установки (рис. 1, справа) включает интеррогатор Micron Optics sm130, который фактически регистрирует спектральную передаточную функцию подключенного отражателя, на основе применения лазера с перестраиваемой длиной волны λ (диапазон от 1510 до 1590 нм). К интеррогатору подключается оптоволоконный тракт, содержащий чувствительный элемент с указанным интерферометром Фабри–Перо. В последующих стадиях разработки данный интеррогатор может быть заменен схемой на основе светодиодного оптоволоконного источника и спектрометрической схемы, а волоконный тракт может включать два или несколько чувствительных интерферометров. В данном случае рассматриваются начальные эксперименты, позволяющие предварительно оценить потенциальную чувствительность и разрешающую способность рассматриваемой структуры чувствительного элемента.

Зазор между торцами волокон формирует интерферометр Фабри–Перо со слабой добротностью, поэтому в упрощенном идеализированном рассмотрении зависимость отражения от длины волны содержит квазигармонические осцилляции. При этом спектральная передаточная функция $S(\lambda)$, регистрируемая интеррогатором, может быть описана уравнением:

$$S(\lambda) = S_0 + S_m \cos\left(\frac{4\pi n(\lambda)L}{\lambda} + \varphi_0(\lambda, L)\right), \quad (1)$$

где S_0 и S_m – постоянная составляющая и амплитуда интерференционных колебаний спектральной передаточной функции рассматриваемого чувствительного элемента; φ_0 – дополнительный сдвиг фазы аргумента интерференционных колебаний, связанный с

расходимостью лучей в зазоре и спектральной зависимостью коэффициентов отражения торцов; L – длина воздушного зазора, $n(\lambda)$ – эффективный показатель преломления волокна.

Измерение $S(\lambda)$ в форме (1) позволяет определить значение L [3–5]. При этом надо учитывать, что в реальных схемах $S(\lambda)$ может значительно искажаться вследствие различных механизмов, а также содержать шумовую компоненту. Поэтому найденное значение L_r будет отличаться от фактической длины зазора L , что характеризует погрешность измерений, в т.ч. конечную разрешающую способность. Пример реальной функции $S(\lambda)$, регистрируемой в описанной установке показан на рис. 2. Как видно из рисунка, кроме квазигармонических осцилляций зависимость имеет явные изменения компоненты S_0 (пунктирная линия), слабые изменения компоненты S_m (штрихпунктирная линия) и шумовые флуктуации.

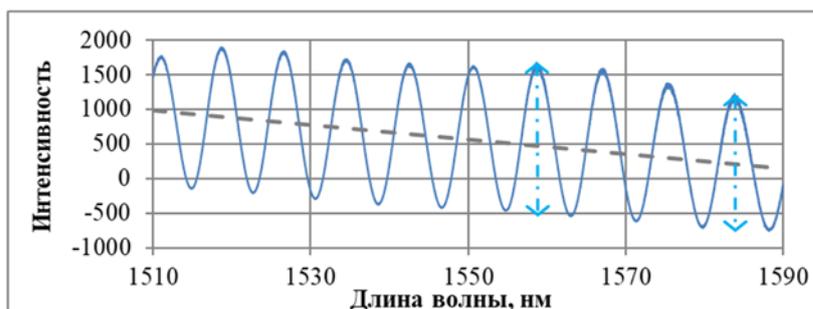


Рис. 2. Пример измеренной функции $S(\lambda)$. Сплошная линия – СПФ, пунктирная линия – постоянная компонента S_0 , штрихпунктирная линия – амплитуда интерференционных колебаний S_m

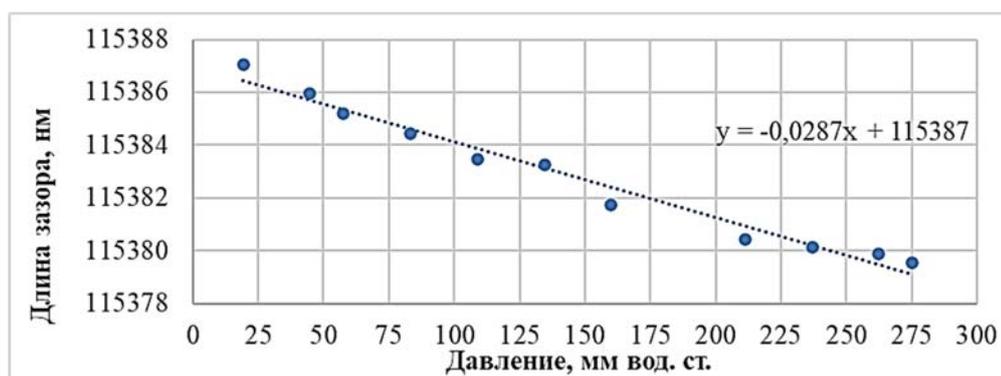


Рис. 3. Изменение длины воздушного зазора от высоты водяного столба.

Пунктирная линия – аппроксимирующая прямая (уравнение прямой представлено на графике)

На начальном этапе исследований для регистрации воздействия используется алгоритм обработки для спектральной интерферометрии, описанный в [3–5], для нахождения длины зазора по измеренной функции $S(\lambda)$.

Начальные измерения с образцами конструкций чувствительных элементов со структурой, показанной на рис. 1, показали их высокую чувствительность к изменению давления. Результаты измерения смещения длины L при помещении чувствительного элемента в пробирку и изменении внешнего давления показаны на рис. 3. Аппроксимирующая прямая, изображенная на данном графике, позволяет вычислить значение чувствительности, которое составляет 28,7 пм/мм вод. ст. (390 пм/мм рт. ст.).

Поскольку создаваемые образцы чувствительных элементов подвержены дрейфу при изменении давления и температуры, было сложно оценить разрешающую способность, обеспечиваемую при измерениях. Для этой цели были использованы внешние интерферометры Фабри–Перо, формируемые при фиксированном соединении волокон в щелевых аттенюаторах. Зазор внутри аттенюатора определяется шириной металлической вставки и слабо меняется в лабораторных условиях.

Измерение проводилось для двух вариантов соединений в щелевых аттенюаторах (зазор 195 и 300 мкм). Зависимости $S(\lambda)$ для этих случаев показаны на рис. 4. При многократных измерениях значений L_r были получены СКО, которые составили 174 и 294 пм (0.5 и 0.8 мм рт. ст.) для первого и второго аттенюатора. Добиться увеличения разрешающей способности датчиков можно путем уменьшения длины воздушного зазора (до 100 пм или 0.26 мм рт. ст.) Это связано с уменьшением джиттера спектральных отсчетов [3], который вносит существенный вклад в точность измерений.

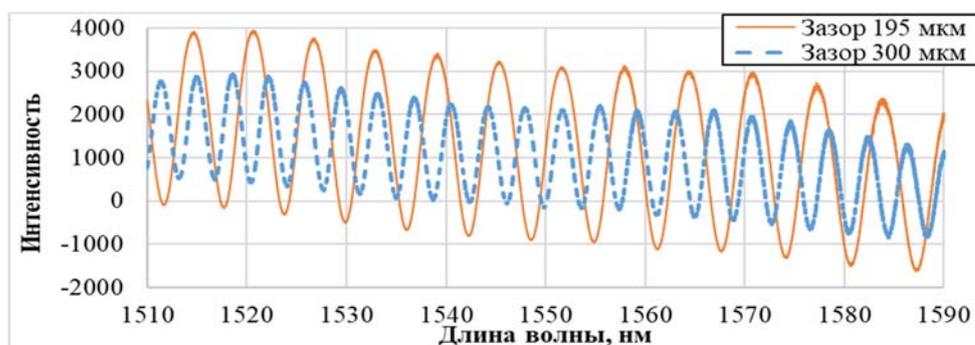


Рис. 4. Спектр щелевых аттенюаторов с разным воздушным зазором

Таким образом, в ходе данной работы был собран макет, а также апробированы предварительные чувствительные элементы для датчика внутричерепного давления. Поставлены начальные эксперименты по измерению давления и произведена оценка разрешающей способности измерений. Опыты показали, что датчики обладают высокой чувствительностью к изменению давления, а также высокой паразитной чувствительностью к температуре, что требует существенной доработки измерительной системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Удд Э. Волоконно-оптические датчики. – М.: Техносфера, 2008. – 216 с.
2. Ushakov N.A., Markvart A.A., Liokumovich L.B. Pulse Wave Velocity Measurement with Multiplexed Fiber Optic Fabry-Perot Interferometric Sensors // IEEE Sensors Journal. – 2020.
3. Ушаков Н.А. Оптическая спектральная интерферометрия для абсолютных измерений с высокой разрешающей способностью // С.-Петерб. гос. электротехн. ун-т (ЛЭТИ), 2015. – 186 с.
4. Ushakov N.A., Liokumovich L.B. Abrupt $\lambda/2$ demodulation errors in spectral interferometry: Origins and suppression // IEEE Photonics Technology Letters. – 2020. – V. 32. – N 18. – P. 1159-1162.
5. Ushakov N., Markvart A., Liokumovich L. Enhancing the resolution limits of spectral interferometric measurements with swept-wavelength interrogation by means of a reference interferometer // Applied Optics. – 2015. – V. 54. – N 19. – P. 6029-6036.

УДК 535.36, 535.375.5

Д.С. Сунцов, П.К. Трубин, А.А. Мурашов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

РАЗРАБОТКА СКАНЕРА ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРИ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ МАТЕРИАЛОВ

В настоящее время постоянно развиваются и находят всё большее применение в идентификации личности оптические методы, совмещающие спектральный и поляризационный анализ взаимодействия света с биологическими тканями [1, 2]. На основе анализа состояния поляризации рассеянного излучения можно производить оценку

параметров, характеризующих морфофункциональное состояние биоткани, тем самым, отличая один исследуемый образец от другого [3].

Измерение оптических параметров позволяет решать задачи, связанные с идентификацией реальной биоткани и ее отличительными особенностями по сравнению с подделками такими как, клеевые пленки [4].

Цель работы – получить информацию о поляриметрических параметрах подкожной структуры биоткани. Рассмотреть и проанализировать различия между живой биологической тканью (БТ) и клеевой плёнкой с отпечатком пальца.

Поляриметрические методы, в основу которых входят исследования поляризационной структуры, рассеянного объектом излучения, используются для идентификации живой БТ [5]. Такой способ позволяет учитывать векторную структуру рассеянного света путем измерения параметров анизотропии биологических структур.

Поляризованное излучение описывается путем координатно-матричных представлений. С помощью векторов Стокса и матрицы Мюллера [6, 7] определяются свойства исследуемого объекта.

Матрица Мюллера полностью характеризует оптические поляризационные свойства образца. Она определяется измерениями с разными состояниями поляризаторов и анализаторов, в нашем случае получается 36 измерений для каждого образца. Матрица Мюллера имеет размерность 4 x 4 с 16 независимыми элементами.

$$M = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Так как при воздействии излучения на объект свет многократно рассеивается [8], то применим алгоритм декомпозиции матрицы Мюллера, суть которого состоит в представлении матрицы в виде произведения трех матриц (2), каждая из которых определяет индивидуальный поляриметрический эффект.

$$M = M_{\Delta} M_R M_D. \quad (2)$$

Из этих составных матриц могут быть получены количественные индивидуальные свойства среды.

Матрица M_D описывает эффекты линейного и кругового дихроизма. Из данной матрицы может быть выражена величина дихроизма d (3), которая является важной биометрической характеристикой.

$$|\vec{d}| = d = \frac{1}{M_{(1,1)}} \sqrt{M(1,2)^2 + M(1,3)^2 + M(1,4)^2}. \quad (3)$$

Матрица M_R отвечает за эффекты линейного двулучепреломления. Из нее может быть выражена величина линейной задержки δ (4).

$$\delta = \cos^{-1} \left\{ \sqrt{(M_R(2,2) + M_R(3,3))^2 + (M_R(3,2) - M_R(2,3))^2} - 1 \right\}. \quad (4)$$

Из матрицы деполяризации M_{Δ} выражается общий показатель деполяризации Δ (5).

$$\Delta = 1 - \frac{|\text{tr}(M_{\Delta}) - 1|}{3}. \quad (5)$$

В результате проведения экспериментов были измерены поляриметрические параметры, приведенные выше, для настоящего пальца и муляжа, так как они описывают структуру и свойства исследуемого образца. Была отработана методика снятия изображений рассеянного света различных состояний поляризации, которая необходима для получения матрицы Мюллера.

Расчет матричных элементов велся согласно табл. 1. Обозначения в таблице: M_{ij} – любой элемент матрицы, Н соответствует горизонтальной поляризации, V – вертикальной, P – обозначает поляризацию под углом $+45^\circ$, M – -45° , R – определяет правую круговую

поляризацию, L – левую круговую. Первая буква в обозначении АВ (А,В = {H, V, P, M, R, L}) обозначает тип входной поляризации, вторая – поляризацию на выходе.

Таблица 1. Расчет элементов матрицы Мюллера

$M_{11}=HH+HV+VH+VV$	$M_{12}=HH+HV-VH-VV$	$M_{13}=PH+PV-MH+MV$	$M_{14}=RH+RV-LH-LV$
$M_{21}=HH-HV+VH-VV$	$M_{22}=HH-HV-VH+VV$	$M_{23}=PH-PV-MH+MV$	$M_{24}=RH-RV-LH+LV$
$M_{31}=HP-HM+VP-VM$	$M_{32}=HP-HM-VP+VM$	$M_{33}=PP-PM-MP+MM$	$M_{34}=RP-RM-LP+LM$
$M_{41}=HR-HL+VR-VL$	$M_{42}=HR-HL-VR+VL$	$M_{43}=PR-PL-MR+ML$	$M_{44}=RR-RL-LR+LL$

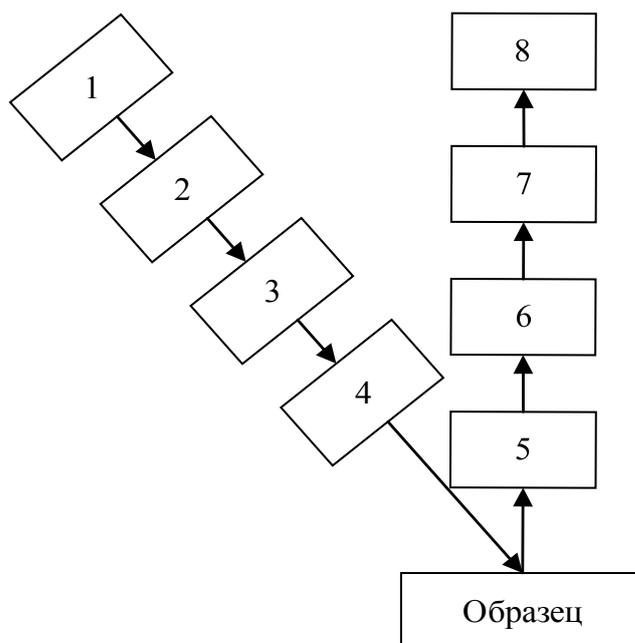


Рис. 1. Структурная схема установки.

1 – источник излучения, 2 – задающий поляризатор, 3 – полуволновая пластинка, 4, 5 – четвертьволновые пластинки, 6 – анализатор, 7 – камера, 8 – ПК

Для получения этих данных был собран измерительный стенд (см. рис. 1) [6].

В работе были проведены эксперименты по вычислению матриц Мюллера. В табл. 2 приведены некоторые матричные элементы. Случайная погрешность рассчитывалась на основании 10 измерений для каждого пальца.

Таблица 2. Значения матричных элементов

Параметры	Палец	Клеевая пленка
Δ	$0,913 \pm 0,004$	$0,713 \pm 0,002$
d	$0,052 \pm 0,005$	$0,029 \pm 0,001$
δ	$1,272 \pm 0,005$	$0,417 \pm 0,016$

Из полученных данных видно, что показатель деполяризации, значения величины дихроизма и линейной задержки у пальца больше, чем у клеевой пленки и путем сравнения данных поляриметрических параметров можно различать исследуемые образцы.

В ходе работы исследованы поляриметрические параметры подкожной структуры биоткани и муляжа путем вычисления матриц Мюллера. Была представлена экспериментальная установка, с помощью которой менялись состояния поляризации на входе и выходе оптического тракта с целью получения матричных элементов. Получены некоторые значения элементов матрицы Мюллера для настоящей биоткани и муляжа из клея. По

результатам работы был сделан вывод о применимости сканера для определения поляриметрических характеристик приповерхностного слоя материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Симоненко Г.В, Тучин В.В. Оптические свойства биологических тканей // Учебно-методическое пособие. – 2007. – С. 48.
2. Tuchin V.V Tissue Optics: Light Scattering Methods and Instruments for Medical Diagnosis // 2nd ed. Bellingham: SPIE Press, 2007. – V. 13. – 825 p.
3. Putintseva M.V., Aksenov E.T., Korikov S.C., Velichko E.N. Non-invasive research of biological objects by the method of laser polarimetry // Journal of Physics: Conference Series. – 2018. – V. 1124. – N 3.
4. Matsumoto T., Matsumoto H., Yamada K., Hoshino S. Impact of artificial "gummy" fingers on fingerprint systems // Optical Security and Counterfeit Deterrence Techniques IV. – International Society for Optics and Photonics, 2002. – V. 4677. – P. 275-289.
5. Puro A.E., Karov D.D. Polarization tomography of residual stresses in cylindrical gradient-index lenses // Optics and Spectroscopy. – 2018. – V. 124. – N 5. – P. 735-740.
6. Мурашов А.А., Трубин П.К., Баранов М.А. Разработка метода повышения защищенности систем идентификации личности посредством анализа приповерхностной структуры ткани // Неделя науки СПбПУ. – 2019. – С. 93-95.
7. Trubin P., Savchenko E., Velichko E. Development of polarimetric sensor for identification system // 2018 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics (EExPolytech). – IEEE, 2018. – P. 279-282.
8. Zabalueva Z., Nepomnyashchaya E., Velichko E. Investigation of Scattering Intensity Dependencies on the Optical System Parameters in Cross-Correlation Spectrometer // Proceedings of the 2019 IEEE International Conference on Electrical Engineering and Photonics, EExPolytech. – 2019. – P. 345-347.

УДК 535.015, 535.8

О.И. Ткач, Е.А. Савченко, Е.Н. Величко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭЛЕКТРОФОРЕТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ РАСТВОРА ФУЛЛЕРЕНОЛА

Одной из главных тенденций развития современной науки является все большее углубление в мир нанотехнологий, где основными объектами исследования являются наночастицы и их взаимные процессы. Это требует развития методов, позволяющих понять характер межчастичных процессов и взаимодействий. Зная характер взаимодействия, можно вносить изменения в эти процессы, что способствует развитию возможности управлять ими. Наука стремительно развивается, следовательно, требования к методам ужесточаются: большое значение теперь имеют скорость метода, его чувствительность к количеству исследуемого вещества и доступность, не говоря уже о его точности.

Метод электрофоретического рассеяния света отвечает новым требованиям и тенденциям: объемы исследуемых полидисперсных растворов не превышают 3 мл в нашем случае, а исследование длится около 1 минуты. Суть метода состоит в регистрации движения частиц, которое под действием приложенного электрического поля приобретает направленный характер [1]. В данной работе осуществлен гетеродинный режим [2], когда фотоприемник регистрирует смешанное поле опорного пучка и рассеянного света.

Наночастицы применяются в очень многих сферах нашей жизни, от синтеза полупроводников, до медицины и фармацевтики, это делает метод ЭФРС актуальным в настоящее время из-за необходимости их исследования. Особый интерес представляет использование межчастичных взаимодействий в области медицины, поэтому для исследования были выбраны водорастворимые соединения фуллереновых структур, а именно

фуллеренол $C_{60}(OH)_x$, где значение $x \approx 23$. В настоящее время данные соединения используются в препаратах медицинского, фармацевтического и косметического характера [3], благодаря широкому спектру биологической активности, а также антиоксидантным, противоопухолевым и антимуtagenным свойствам. Требуется расширять базу данных, связанную со свойствами фуллеренов, ведь возможно существование их в различных модификациях (изомерах), для которых эти выделенные выше значимые свойства могут изменяться.

Цель работы состоит в том, чтобы получить информацию об электрофизических свойствах полидисперсных систем: на примере раствора фуллеренола методом электрофоретического рассеяния света.

Из цели вытекает постановка следующих задач:

1. Собрать экспериментальную установку, позволяющую производить необходимые эксперименты и измерения.
2. Получить сведения о электрокинетических свойствах частиц для растворов фуллеренола под действием электрического поля с разными значениями напряженности.
3. По результатам измерений рассчитать значения электрофоретической подвижности и электрокинетического потенциала.

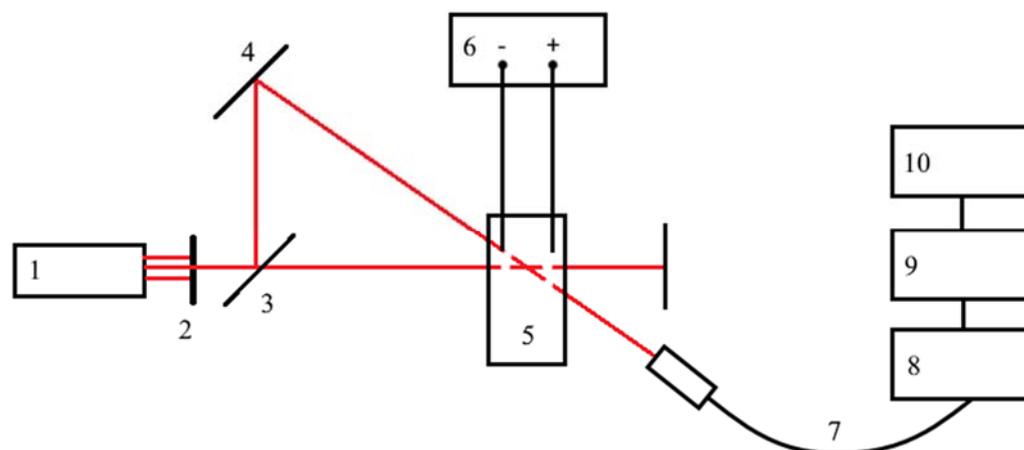


Рис. 1. Схема измерительного стенда на основе метода электрофоретического рассеяния света:
 1 – источник излучения; 2 – диафрагма; 3 – делитель излучения; 4 – зеркало; 5 – кювета с образцом;
 6 – источник электрического поля; 7 – канал передачи сигнала; 8 – фотоприемник;
 9 – АЦП плата; 10 – компьютер

В ходе работы использовалась установка, схема которой представлена на рис. 1. Методика представлена в работе [4] и подразумевает деление лазерного пучка, для реализации гетеродинного метода, эти лучи фокусируются на кювете с взвешенными в жидкости частицами, которые возбуждаются при помощи электрического поля и приобретают направленный характер движения. При таком движении исследуются согласованные во времени процессы, следовательно, в качестве результата будет получена автокорреляционная функция сигнала. Возникновение электрического поля в системе меняет вид этой функции: в ней появляется составляющая, учитывающая значение напряженности электрического поля и имеющая косинусоидальный вид. Таким образом у автокорреляционной функции при наличии электрического поля появляется период колебаний, который определяется по полученным зависимостям и используется в расчете электрофоретической подвижности частиц.

Измерения проводились для 40% раствора фуллеренола в водном растворе $MgSO_4$, концентрацией 10%, с изменением напряженности электрического поля, которая осуществляется изменением напряжения на электродах от 0 до 25В (максимально возможное для используемого источника значение) с шагом в 5В. Для всех случаев установлено время

колебаний автокорреляционной функции. Основываясь на полученных данных, можно рассчитать электрофоретическую подвижность частиц μ и электрокинетический потенциал ζ по соответствующим формулам [5]:

$$\mu = \frac{2\pi}{\Delta t E q \cos \frac{\theta}{2}}, \quad \zeta = 3 \frac{\mu \eta}{2 \varepsilon \varepsilon_0},$$

где $q = \frac{4\pi \cdot n \cdot \sin \frac{\theta}{2}}{\lambda}$ – волновой вектор рассеянного излучения; λ – длина волны лазерного излучения в вакууме; n – показатель преломления жидкости; E – напряжение на электродах, Δt – период колебаний автокорреляционной функции; θ – угол рассеяния; ε – диэлектрическая проницаемость; ε_0 – электрическая постоянная.

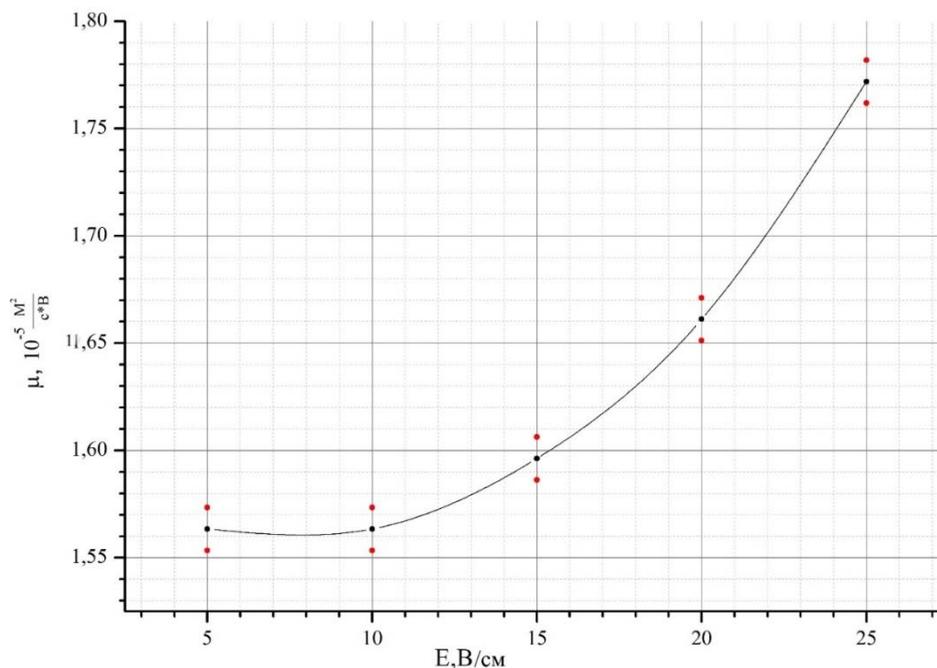


Рис. 2. Зависимость электрофоретической подвижности частиц от напряжения на электродах, красным цветом обозначены погрешности

Полученная зависимость электрофоретической подвижности частиц от напряжения на электродах представлена на рис. 2. Для значения рассчитаны погрешности как для многократного косвенного измерения. Также по рассчитанным значениям электрофоретической подвижности рассчитаны значения ζ -потенциала для каждого случая, они составляют 2,90; 2,91; 2,97; 3,09; 3,29 мВ соответственно для напряженностей 5–25 В/см.

Согласно результатам, наблюдается рост электрофоретической подвижности с ростом напряженности электрического поля, а также, отметим, что значение электрокинетического потенциала не превышает 3,3 мВ, что меньше значения, отвечающего за устойчивость полидисперсной системы: 30 мВ. Это позволяет сделать вывод о том, что система такого раствора во времени не устойчива и возможна флокуляция (слипание частиц в более крупные агрегаты). Возможность агрегации частиц фуллеренола с биологическими структурами расширяет возможность применения фуллереновых структур в области медицины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Величко Е.Н., Непомнящая Э.К., Савченко Е.А. Метод динамического рассеяния света. Физические основы и области применения: учеб. пособие. – СПб.: Политех-Пресс, 2019. – 112 с.
2. Сердюк И., Заккай Н., Заккай Д. Методы в молекулярной биофизике: структура, функция, динамика. – М.: КДУ, 2009. – Т. 1. – 568 с.

3. Noskov B.A., Timoshen K.A., Akentiev A.V., Chirkov N.S., Dubovsky I.M., Lebedev V.T., Borisenkova A.A. Dynamic Surface Properties of Fullerenol Solutions // *Langmuir*. – 2019. – V. 3510. – P. 3773-3779.

4. Вачугова Е.О., Савченко Е.А. Развитие метода электрофоретического рассеяние света для исследования раствора // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 19-24 ноября 2019 г. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – С. 108-111.

5. Савченко Е.А., Вачугова Е.О., Непомнящая Э.К., Величко Е.Н., Баранов М.А. Изучение параметров раствора фуллеренола с помощью комбинированной методики рассеяния света // Сборник трудов по материалам VI Международной конференции и молодежной школы. В 4-х томах: Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2020). – 2020. – С. 477-481.

УДК 535.015, 535.8

О.Ю. Велюхова, Э.К. Непомнящая
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ДИФфуЗИИ МИКРОСФЕР МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В данной работе рассматривается схема лазерного корреляционного спектрометра, с помощью которого можно исследовать биологические жидкости и их взаимодействие наночастиц с белками крови. Первым этапом исследования связи наночастиц с белками крови являлся эксперимент по определению коэффициентов трансляционной диффузии микросфер в полидисперсном растворе. Были проведены эксперименты с модельными растворами микросфер и сделаны выводы о необходимых изменениях экспериментальной установки. Так как наука стремится к упрощённым и дешёвым методам диагностики, данная работа является актуальной на сегодняшний день.

Целью работы является разработка метода для определения коэффициентов трансляционной диффузии микросфер разных размеров в растворе.

В основе лежит метод лазерной корреляционной спектроскопии или же метод динамического рассеяния света (ДРС) [1]. Лазерный корреляционный спектрометр, использованный для проведения исследований в данной работе, представлен на рис. 1.

Лазерный луч направляется на кювету с образцом. Рассеянный свет собирается оптоволоком, по которому передаётся на ФЭУ (фотоэлектронный умножитель), где преобразовывается в электрический сигнал. С помощью АЦП этот сигнал преобразуется в цифровой и выводится на экран компьютера [2]. Дальнейшая обработка заключается в анализе автокорреляционной функции и нахождении параметра Γ , в который входит коэффициент трансляционной диффузии:

$$G^{(1)}(\tau) = N|A|^2 e^{-\Gamma\tau},$$
$$\Gamma = D \cdot q^2,$$

где q – волновой вектор, зависящий только угла рассеяния Θ , а v – показатели степени экспоненты параметр Γ , от которого зависит форма автокорреляционной функции [3, 4]. Если считать микросферы сферическими, для определения коэффициента диффузии можно воспользоваться формулой Эйнштейна–Стокса:

$$D = \frac{k_B T}{3\pi\eta d},$$

где k_B – константа Больцмана, T – абсолютная температура, η – сдвиговая вязкость среды, в которой взвешены частицы диаметра d [5].

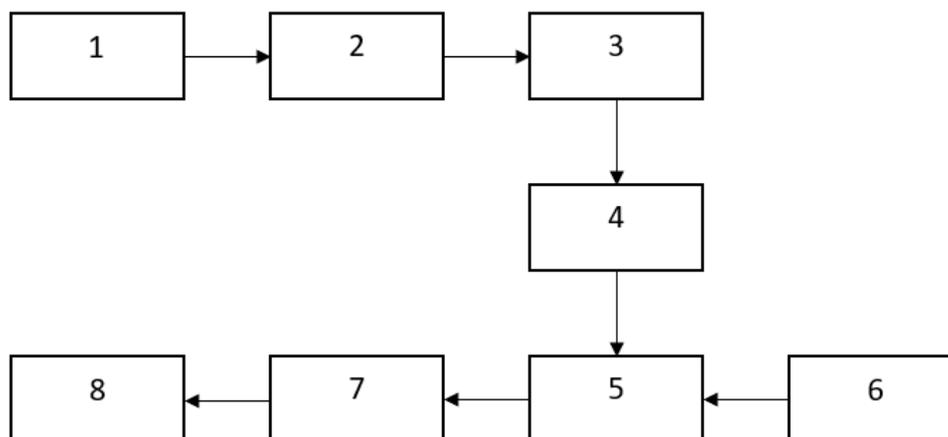


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1 – источник питания для лазера, 2 – лазер, 3 – кювета с образцом, 4 – оптоволокно, 5 – ФЭУ, 6 – источник питания для ФЭУ, 7 – АЦП, 8 – компьютер

В эксперименте использовалось два типа микросфер: с размерами 20 нм и 60 нм. Для определения нужных концентраций (концентрации микросфер необходимо было выбрать таким образом, чтобы интенсивности рассеяния от частиц каждого размера были одинаковыми) использовалась формула интенсивности рассеяния Рэлея–Дебая–Ганса:

$$I_{\text{рас}} = I_0 \frac{24\pi^3}{\lambda^4} \left(\frac{n_2^2 - n_1^2}{n_2^2 - 2n_1^2} \right)^2 \frac{cV}{\rho},$$

где $I_{\text{рас}}$ – интенсивность рассеянного света, I_0 – интенсивность падающего света, λ – длина волны падающего света; n_1 и n_2 – показатели преломления дисперсионной среды и дисперсионной фазы; V – объем одной частицы; c , ρ – массовая концентрация и плотность частиц дисперсионной фазы.

Минимально допустимая концентрация равнялась 0,1 мг/л [6]. Это обусловлено тем, что эксперимент проводится в условиях гауссовой статистики. Объем всего образца не превышал 3 мл, при этом раствор должен был быть сильно разбавленным. Общий объем раствора микросфер составил 0,7 мкл (объем раствора микросфер размером 20 нм равнялся 0,6 мкл, объем микросфер размером 60 нм равнялся 0,1 мкл).

Эксперименты проводились в затемнённом помещении. Полученные данные обрабатывались с помощью программы в Excel [7]. При этом была получена необходимая форма автокорреляционной функции: экспоненциальная.

После обработки автокорреляционной функции программой были посчитаны значения параметра Γ и определены соответствующие им размеры микросфер. В результате настройки программы были получены размеры очень мелких частиц (единицы нм), а также наиболее близкие размеры микросфер: 18 и 57 нм. В работе также рассчитывался коэффициент трансляционной диффузии. Полученные значения сравнивались с теоретическими значениями, результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Полученные значения размеров частиц и коэффициентов диффузии

	$d_{\text{теор}}$	$d_{\text{эксп}}$	$D_{\text{теор}}$	$D_{\text{эксп}}$
Размер 1	20 нм	18 нм	$2,2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$	$2,4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{с}$
Размер 2	60 нм	57 нм	$7,2 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$	$7,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$

Видно, что полученные значения близки. Для дальнейшего повышения точности расчетов планируется модернизировать схему путём добавления линзы перед кюветой с образцом (расположенной на фокусном расстоянии) и линзы перед оптоволокном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сердюк И.Н, Заккаи Дж., Заккаи Н. Методы в молекулярной биофизике. Структура. Функция. Динамика. Том 1. – Москва: Университет, 2009.
2. Величко Е.Н., Котов О.И., Непомнящая Э.К., Петров А.Н., Соколов А.В. Об основных требованиях к элементам измерительной схемы лазерной корреляционной спектроскопии // Известия высших учебных заведений России. Радиоэлектроника. – 2020. – Т. 23. – № 1. – С. 83-95.
3. Непомнящая Э.К., Величко Е.Н. Модификация метода лазерной корреляционной спектроскопии для анализа полидисперсных суспензий наночастиц // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. – 2019. – Т. 12. – № 2. – С. 73-87.
4. Савченко Е.А., Непомнящая Э.К., Величко Е.Н. Комбинированная методика рассеяния света для исследования параметров коллоидов // Сборник трудов ИТНТ-2019. – 2019. – С. 428-432.
5. Изучение макромолекул и надмолекулярных структур методами квазиупругого светорассеяния: диссертация Носкина В.А., доктора физико-математических наук: 03.00.02. – Ленинград, 1983. – 249 с.
6. Непомнящая Э.К., Скворцов А.Н. Метод роя частиц для решения обратной задачи в лазерной корреляционной спектроскопии // Неделя науки СПбПУ: материалы научной конференции с международным участием, 19-24 ноября 2018 г. Лучшие доклады. – СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2018. – С. 127-130.
7. ГОСТ. Потенциал электрокинетический (дзета-потенциал) частиц в коллоидных системах. Оптические методы измерения. – Москва: Стандартинформ, 2016.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТАНТАЛО-НИОБАТА ГАДОЛИНИЯ, АКТИВИРОВАННОГО ЦЕРИЕМ, МЕТОДОМ ЛОКАЛЬНОЙ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Ниобаты и танталаты редкоземельных элементов являются перспективными функциональными материалами. Они обладают интенсивной собственной люминесценцией, связанной с вакансиями кислорода в комплексах NbO_6 и TaO_6 [1]. Редкоземельные ниобаты отличаются яркой собственной люминесценцией [2], танталаты обладают высокой плотностью и способностью к поглощению высокоэнергетического излучения [3]. Также, к достоинствам оксидов тяжёлых металлов можно добавить высокую физическую и химическую стойкость, что особенно важно для использования в агрессивных условиях [4]. В опубликованной работе [5], на основании уже исследованных систем, было предложено совместить и улучшить свойства танталата и ниобата – создать их твердый раствор. Чтобы усилить люминесценцию можно активировать тантало-ниобаты редкоземельными ионами и использовать явление переноса возбуждения от собственных дефектов к центрам люминесценции – сенсбилизацию [6]. Полученные материалы интересны для применений в качестве люминофоров или сцинтилляторов в детекторах.

Наиболее широко используемый метод синтеза танталатов, ниобатов редкоземельных элементов – твердофазный синтез [5]. Данный способ характеризуется довольно длительной (десятки часов) выдержкой образцов при температурах от 1400°C и потерями на этапе механического измельчения компонентов. В предыдущей работе была показана возможность синтеза тантало-ниобатов гадолиния жидкофазным методом [7]. Такой метод позволяет гомогенизировать компоненты на молекулярном уровне, отличается сравнительно недолгим отжигом (до 10 часов) при температурах до 1400°C . Также, были получены образцы, активированные европием, и исследованы их люминесцентные свойства. Изученные тантало-ниобаты гадолиния, активированные Eu^{3+} , обладают интенсивной красной люминесценцией при высокоэнергетическом возбуждении. Было предложено получить тантало-ниобат гадолиния, активированный другим широко применяемым редкоземельным ионом с высоким световыходом – церием. В отличие от ионов Eu^{3+} , время затухания люминесценции основных излучательных полос ионов Ce^{3+} существенно короче (десятки нс против 3–4 мкс). Такие короткие времена затухания позволяют создавать детекторы высокоэнергетического излучения с высоким быстродействием.

Цель настоящей работы – исследовать структурные и люминесцентные свойства тантало-ниобатов гадолиния, активированных ионами Ce^{3+} , полученных жидкофазным методом.

Образцы были получены жидкофазным синтезом, опираясь на схему, описанную в работе [7], и усовершенствования методики, описанные в работе [8]. Вместе с раствором $\text{Gd}(\text{NO}_3)_3$ вводился раствор $\text{Ce}(\text{NO}_3)_3$. Были получены порошкообразные (выдержка при 1400°C), а также керамические образцы (прессование при 3.8 кг/см^2 и отжиг при 1400°C) $(\text{Gd}_x\text{Ce}_{1-x})\text{Nb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1}\text{O}_4$, где $1-x = 0.02$ или 0.06 .

Фазовый состав и структура готовых материалов исследовались методом рентгеновской дифракции (РДФА) на дифрактометре D2 Phaser Bruker ($\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$) 30 кВ и 10 мА, оснащённом PSD детектором. Расшифровка фазового состава проводилась с помощью программного пакета Eva, опираясь на базу данных ICDD (PDF 2, relies 2014).

Катодолуминесцентные (КЛ) исследования проводились на электронно-зондовом микроанализаторе Camebax (Cameca). При этом использовался спектрометр видимого диапазона оригинальной конструкции. Получение КЛ спектров выполнялось при ускоряющем напряжении 20 кВ, поглощенном токе электронов 10 нА и диаметре электронного пучка ~2 мкм.

Пример дифрактограмм проанализированных образцов с церием представлен на рис. 1. Самые интенсивные дифракционные максимумы принадлежат основной фазе. Примесные фазы обозначены символами над соответствующими им рефлексами. Все изученные образцы имеют в среднем одну основную фазу, соответствующую моноклинной структуре $GdNbO_4$ (PDF 01-075-5932, I2/a). Примесей, соответствующих фазам соединений церия, не обнаружено. Однако, присутствует включение фазы Gd_3NbO_7 (до 7–9 масс. %). Таким образом, удалось добиться фазовой чистоты полученных материалов более 90 масс. %.

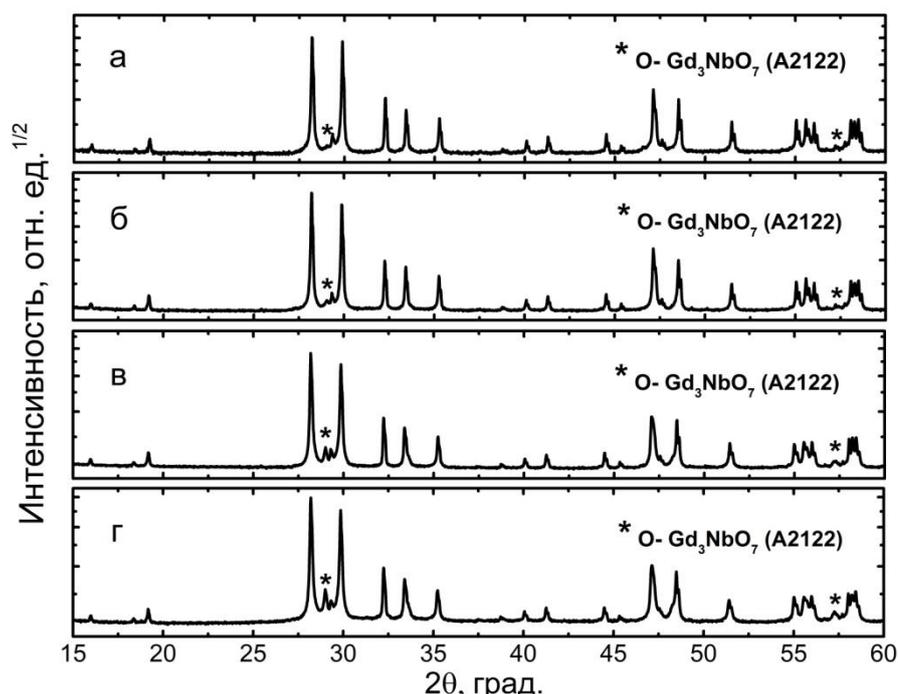


Рис. 1. Дифракционные кривые образцов $(Gd_xCe_{1-x})Nb_{0.9}Ta_{0.1}O_4$: 1-x = 0.02 порошок (а); 1-x = 0.02 керамика (б); 1-x = 0.06 порошок (в); 1-x = 0.06 керамика (г)

Исследованные образцы с церием не обладают ярко выраженной катодолуминесценцией, связанной с ионами Ce^{3+} . Более того, чем больше в составе церия, тем меньше интенсивность собственной люминесценции с максимумом на 442–451 нм. Собственная люминесценция в тантало-ниобатах с преобладанием в составе ниобия связана с кислородными вакансиями NbO_5V_O . На рис. 2 представлены КЛ спектры всех керамических образцов $(Gd_xCe_{1-x})Nb_{0.9}Ta_{0.1}O_4$, а также, для сравнения, неактивированного образца $GdNb_{0.9}Ta_{0.1}O_4$, с тем же соотношением Nb/Ta, который исследовался в работе [8]. В области 600 нм можно наблюдать узкие пики, по всей видимости, связанные со следовыми примесями редкоземельных элементов (в частности Eu^{3+}). Вероятно, эти примеси присутствовали в использованных для синтеза компонентах. Гашение собственной люминесценции может быть связано с формированием дефектов при добавлении ионов церия. Такие дефекты могут выступать центрами безызлучательной рекомбинации. Полученные результаты показывают низкую перспективность использования ниобатов-танталатов гадолиния, активированных церием, в качестве сцинтиллятора из-за низкой интенсивности свечения (для материалов, полученных данным методом).

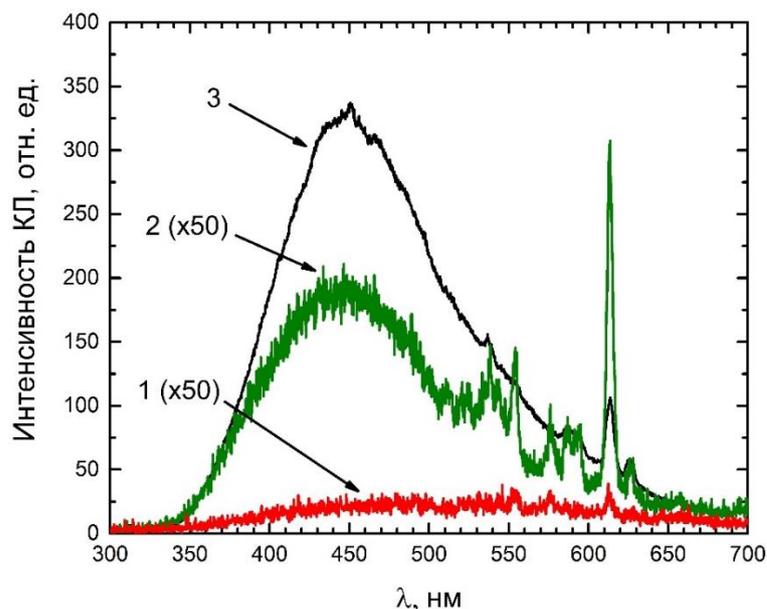


Рис. 2. КЛ спектры керамических образцов $(\text{Gd}_x\text{Ce}_{1-x})\text{Nb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1}\text{O}_4$: $1-x = 0.06$ (1), $1-x = 0.02$ (2); керамического образца $\text{GdNb}_{0.9}\text{Ta}_{0.1}\text{O}_4$, $1-x = 0$ (3)

Таким образом в работе жидкофазным методом синтеза были получены порошкообразные и керамические образцы тантало-ниобатов гадолиния, активированные Ce^{3+} . В результате исследования не обнаружено примесей фаз, содержащих церий, что говорит об успешном замещении атомов гадолиния атомами церия. Удалось добиться фазовой чистоты полученного материала, превышающей 90 масс.%. Исследования показали, что, чем больше в составе материала церия, тем менее интенсивна собственная катодолуминесценция.

Автор выражает благодарность С.М. Маслобоевой за синтез образцов. Работа была выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования “Материаловедение и диагностика в передовых технологиях” при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (идентификатор проекта RFMEFI62119X0021).

ЛИТЕРАТУРА

1. Schipper W.J., Hoogendorp M.F., Blasse G. The luminescence and X-ray storage properties of Pr^{3+} and Ce^{3+} in YNbO_4 and $\text{M}'\text{-YTaO}_4$ // *J. Alloys Compd.* – 1993. – V. 202. – N 1-2. – P. 283-287.
2. Lee S.K., Chang H., Han C.H., Kim H.J., Jang H.G., Park H.D. Electronic Structures and Luminescence Properties of YNbO_4 and $\text{YNbO}_4:\text{Bi}$ // *J. Solid State Chem.* – 2001. – V. 156. – P. 267-273.
3. Su M.Z., Zhao W. Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials. – Berlin: Springer, 2005. – 500 p.
4. Nikl M., Yoshikawa A. Recent R&D Trends in Inorganic Single Crystal Scintillator Materials for Radiation Detection // *Adv. Opt. Mater.* – 2015. – V. 3. – N 4. – P. 463-481.
5. Voloshyna O., Sidletskiy O., Spassky D., Gerasymov I., Romet I., Belsky A. Nonlinear behavior of structural and luminescent properties in $\text{Gd}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_4$ mixed crystals // *Opt. Mater.* – 2018. – V. 76. – P. 382-387.
6. Nazarov M.V., Jeon D.Y., Kang J.H., Popovici E.J., Muresan L.E., Zamoryanskaya M.V., Tsukerblat B.S. Luminescence properties of europium–terbium double activated calcium tungstate phosphor // *Solid State Commun.* – 2004. – V. 131. – N 5. – P. 307-311.
7. Ivanova E.V., Masloboeva S.M., Kravets V.A., Orekhova K.N., Gusev G.A., Trofimov A.N., Shcherbina O.B., Yagovkina M.A., Averin A.A., Zamoryanskaya M.V. Synthesis and Luminescent Properties of Gadolinium Tantalum Niobates $\text{Gd}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_4$ // *Opt. Spectrosc.* – 2019. – V. 127. – P. 1011-1017.
8. Gusev G.A., Masloboeva S.M., Zamoryanskaya M.V. The study of gadolinium tantalum niobate ($\text{Gd}(\text{Nb}_x\text{Ta}_{1-x})\text{O}_4$) by local cathodoluminescence technique // *IOP CS* – 2020, принято в печать.

МОНОЛИТНЫЙ ДВУХВОЛНОВЫЙ ФОТОДИОД С ПОГЛОЩАЮЩИМИ СЛОЯМИ НА ОСНОВЕ InAs И InAsSb

Развитие методов обнаружения и классификации объекта измерения, а равно и методов маскировки цели делает необходимым переход от одноволновых фотоприемников к многоволновым/многоцветным, позволяющим использовать метод отношения для точного определения температуры объекта T и уменьшения влияния помех.

Из вышеприведенного становится понятным, что выпускаемые отечественной промышленностью одноволновые матричные фотоприемники (завод «Сапфир», [1]). имеют ограниченный круг применения, поэтому создание двухволновых фотоприемников является актуальной задачей [2]. Слоистая архитектура для мультиспектральных ИК матриц может создаваться путем «склейки» нескольких матриц в единое целое [3, 4], монтажом определенной последовательности линеек в сканирующих устройствах [5] или выращиванием слоев с различной границей фоточувствительности на единой подложке [6]. Последний способ представляется наиболее перспективным и поэтому был использован и в нашей работе применительно к фотодиодам (ФД) с поглощающими слоями из InAs и InAsSb. Ранее подобные ФД изготавливались путём «склейки» двух гетероструктур [7], что не отвечает в полной мере современным технологическим требованиям постростовой обработки

На рис. 1 представлена схема сечения полученного эпитаксией на подложке n^+ -InAs(100) двухволнового монолитного ФД на основе двойных гетероструктур (ДГС), с ограничивающими слоями из широкозонного твердого раствора InAsSbP, в котором имелись две сопряженные круглые мезы с поглощающими слоями толщиной 2-4 мкм и двумя p - n переходами диаметрами $D_1 = 320$ мкм (InAs, $A_1 = 8 \times 10^4$ см²) и

$D_2 = 180$ мкм (InAsSb, $A_2 = 2.5 \times 10^4$ см²). При этом p -области ФД имели общий контакт (анод – А), а n -области содержали независимые контакты (катоды – С1 и С2), что позволяло осуществлять независимое смещение/использование p - n переходов в ДГС.

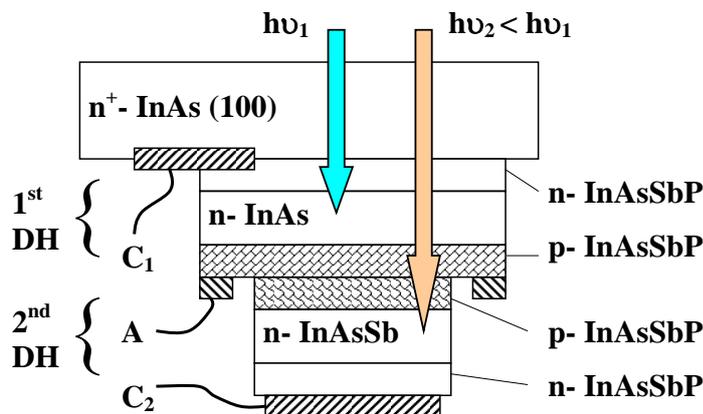


Рис. 1. Схема сечения ФД на основе двух двойных гетероструктур

На рис. 2 приведены спектры фоточувствительности, полученные при использовании пар контактов А-С1 (InAs) и А-С2 (InAsSb) для нескольких значений температуры (рис. 2 а), а также спектры, измеренные при подсоединении С1-С2 и использовании различных методов

фазовой коррекции при Фурье-преобразовании. Полученные спектры близки к измеренным ранее для InAs-InAsSb «клеенных» двухволновых ФД [7], при этом, как видно из рис. 2 (правая панель) при встречном подключении *p-n* переходов на длине волны 3.7 мкм фототоки ДГС уравнивали друг друга ($I_{C1-C2}=0$).

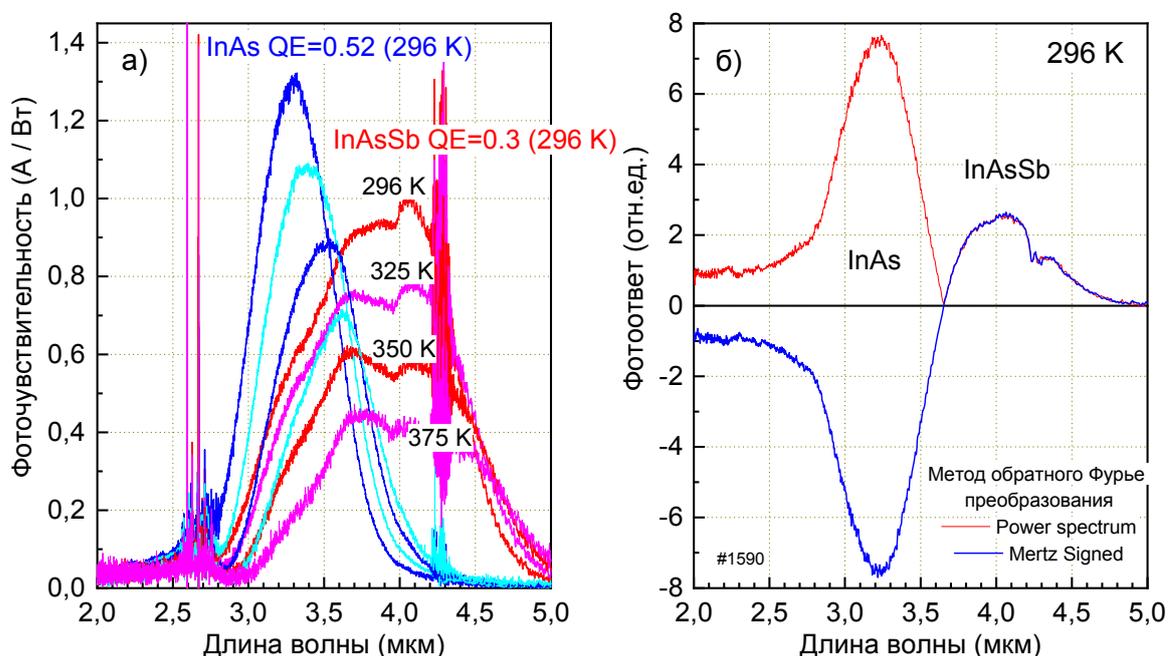


Рис. 2. Спектры фототоков, полученные при различных способах подключения ФД: А-С1, А-С2 (а) и С1-С2 (б). Mertz ABS показывает модуль полученного сигнала, метод фазовой коррекции по Мерцу позволяет сохранить исходный знак сигнала

Фоточувствительность в максимуме спектра для ФД, снабженных иммерсионными линзами с диаметром открытой части 3.2 мм, составляла 1.3 (QE=0.52) и 1 (QE=0.3) А/Вт для ДГС №1 и ДГС №2, соответственно. Повысить фоточувствительность можно, увеличив толщину поглощающих областей. При этом расчетное значение обнаружительной способности для длин волн 3.3 и 4 мкм составило, соответственно 4 и $2 \frac{10^{10} \text{ см} \sqrt{\text{Гц}}}{\text{Вт}}$, что близко к значениям для одноволновых ФД и открывает перспективу использования разработанного подхода для изготовления двухволновых матриц, работающих при комнатной температуре в диапазоне длин волн 3-4 мкм.

Авторы выражают благодарность Ильинской Н.Д., Карандашеву С.А, Лаврову А.А. и Усиковой А.А. за неоценимую помощь при проведении экспериментов. Работа, выполненная в ООО «ИюффелеД», поддержана проектом ФЦП «Разработка фоточувствительных элементов большой размерности для спектральных областей 2.5–3.5; 2.5–4.5; 2.5–5.5 мкм на основе диодных гетероструктур из InAs и твердых растворов InAsSbP» (код контракта 14.576.21.0104, ID: RFMEFI57618X0104).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гиндин П., Карпов В., Кузнецов Н., Петренко В., Семенов В., Чишко В. Матричные и субматричные фотоприемные модули // ФОТОНИКА. – 2013. – № 6. – Вып. 42. – С. 63.
2. Дмитриев Е. Фотоприемники для работы в мультиспектральных оптоэлектронных системах. Проблемы создания // ЭЛЕКТРОНИКА: Наука, Технология, Бизнес. – 2005. – № 8. – С. 36.
3. Kinch M.A. HDVIP FPA technology at DRS Infrared Technologies // Proc. SPIE. – 2001. – V. 4369. – P. 566.

4. Dreiske P.D. Development of Two-Color Focal-Plane Arrays Based on HDVIP® // Proc. of SPIE – V. 5783. – Infrared Technology and Applications XXXI, edited by Bjørn F. Andresen, Gabor F. Fulop. – SPIE, Bellingham, WA, 2005. – P. 325.

5. Козлов К.В., Патрашин А.И., Бурлаков И.Д., Бычковский Я.С., Дрожников Б.Н., Кузнецов П.А. Современные инфракрасные фотоприемные устройства для сканирующей аппаратуры дистанционного зондирования Земли (обзор) // Успехи прикладной физики. – 2017. – Т. 5. – № 1. – С. 63.

6. Blazejewski E.R., Arias J.M., Williams G.M., Mclevige W., Zandian M., Pasko J. Bias-switchable dual-band HgCdTe infrared photodetector // J. Vac. Sci. Technol. – 1992. – V. B10. – P. 1626.

7. Сотникова Г.Ю., Александров С.Е., Гаврилов Г.А., Капралов А.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., InAs – InAsSb двухспектральные фотодиодные сенсоры для низкотемпературной пирометрии // труды 24-ой Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. – 2016. – С. 155-159.

УДК 535.232.14

Д.Н. Тонков¹, В.Э. Гасумянц^{1,2}

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ CVD-ГРАФЕНА ПУТЕМ ЕГО ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ОТЖИГА

Графен – одна из аллотропных модификаций углерода, привлекающая в последние годы, наряду с фуллеренами, графитом и углеродными нанотрубками, повышенный интерес исследователей во всем мире. Благодаря своим уникальным свойствам графен уже нашел применение в различных областях электроники – от транзисторов и OLED диодов до биохимических сенсоров. Кроме того, особенности энергетического спектра носителей заряда в графене приводят к наличию у него целого ряда необычных физических свойств, таких как эффект поля, квантовый эффект Холла, парадокс Клейна и др. [1]. При этом вследствие двумерной структуры проводящие свойства графена достаточно легко поддаются модификации при использовании таких способов обработки синтезированных образцов как дополнительный отжиг [2], интеркаляция [3], бомбардировка различными ионами [4], осаждение примесей на поверхность графена [5].

В данной работе исследовалось влияние дополнительного отжига при различных температурах на температурные зависимости сопротивления графена. Для получения образцов использовался CVD метод. Образцы синтезировались на медной фольге толщиной 25 мкм при температуре 1000°C, после чего переносились на подложку Si/SiO₂ с помощью ПММА (полиметилметакрилат). Полученные образцы дополнительно отжигались в течение 30 мин при температурах 250, 400 и 750°C в смеси водорода и аргона в отношении 9 к 1. Температурные зависимости сопротивления, $\rho(T)$, измерялись в диапазоне от 77 до 300К методом ван дер Пау: к образцу подводилось четыре контакта, два токовых и два измерительных, после проведения измерения роли контактов менялись с целью учета влияния неправильной формы образцов на результат измерений. Контакты к слою графена изготавливались с помощью проводящей серебряной пасты.

Исследованные образцы графена демонстрировали два типа зависимостей $\rho(T)$: металлический и полупроводниковый (с возрастающими и падающими с ростом температуры значениями сопротивления соответственно), что можно объяснить доминированием различных механизмов рассеяния носителей заряда [6]. Согласно результатам [6], в образцах с металлическим типом зависимости $\rho(T)$ доминирует рассеяние на акустических фононах, а в образцах с полупроводниковым типом – рассеяние на заряженных примесях. Наличие

последних может быть вызвано неконтролируемыми процессами загрязнения поверхности графеновых слоев во время синтеза и переноса на рабочую подложку.

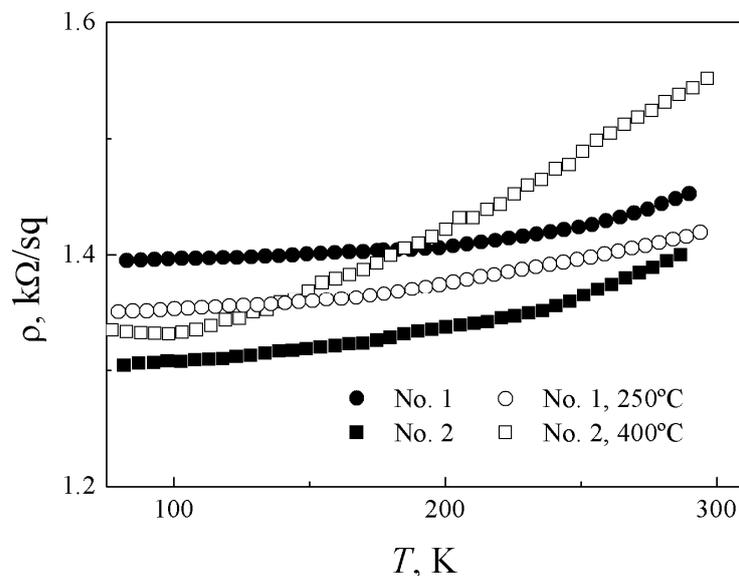


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления двух образцов графена с металлическим типом зависимостей $\rho(T)$ до и после отжига при 250 и 400°C

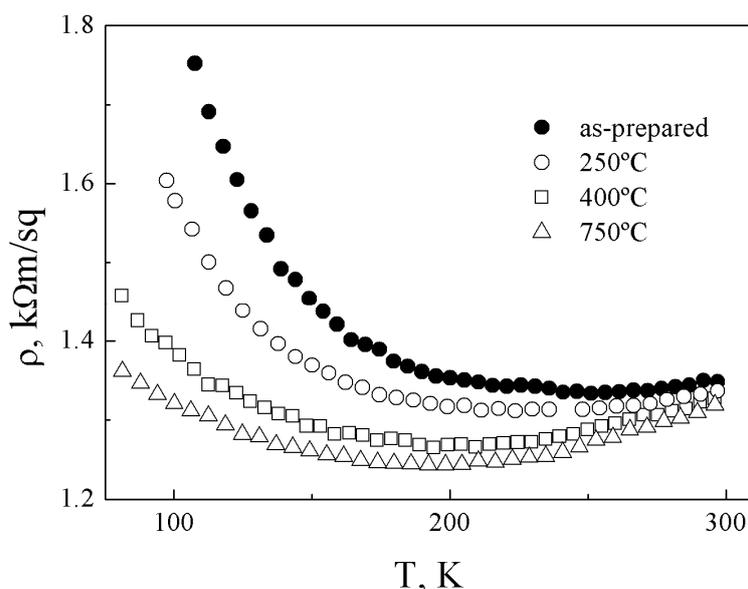


Рис. 2. Температурные зависимости сопротивления образца графена с полупроводниковым типом зависимостей $\rho(T)$ до и после отжига при температурах 250, 400 и 750°C

На рис. 1 приведены типичные температурные зависимости сопротивления образцов графена с металлическим типом температурной зависимости до и после отжига при 250 и 400°C. Для образца, отожженного при 250°C, значение сопротивления в результате отжига уменьшилось, а наклон зависимости $\rho(T)$ слабо увеличился. По нашему мнению, подобная модификация зависимости $\rho(T)$ объясняется очисткой поверхности графена от посторонних примесей, происходящей в процессе отжига. Для образца, отожженного при 400°C, наблюдается более сильное увеличение наклона зависимости $\rho(T)$, однако значение сопротивления при этом увеличивается. Первый эффект, очевидно, связан с происходящим

при увеличении температуры отжига повышением интенсивности очистки поверхности образца, а второй, наиболее вероятно – с образованием дополнительных дефектов, вызванным воздействием атомов рабочей смеси, имеющих большую, по сравнению со случаем низкотемпературного отжига, энергию.

На рис. 2 приведены температурные зависимости сопротивления графена с полупроводниковым типом $\rho(T)$ до и после отжига при 250, 400 и 750°C. В этом случае увеличение температуры отжига приводит к очень слабому уменьшению значения сопротивления при комнатной температуре, но, что более важно, к последовательному увеличению наклона зависимостей $\rho(T)$ в области высоких температур и достаточно сильному уменьшению роста значения сопротивления при уменьшении температуры в низкотемпературной области. Полученные результаты показывают, что для образцов с полупроводниковым типом температурной зависимости сопротивления основным фактором, воздействующим на проводящие свойства графена, является последовательное повышение интенсивности очистки поверхности образца с ростом температуры отжига. Дополнительно, отжиг при высоких температурах может приводить к изменению блочной структуры синтезированного образца графена (аналогично случаю медных пленок [7]), что также положительно влияет на его проводящие свойства.

По полученным результатам можно сделать вывод, что дополнительный отжиг графена приводит к реализации как минимум трех процессов: очистка поверхности образца, образование новых дефектов и изменение блочной структуры. В зависимости от типа температурной зависимости сопротивления подвергающегося отжигу образца, а также используемой температуры отжига один из этих процессов оказывается доминирующим с точки зрения влияния на проводящие свойства графена. Для образцов с металлическим типом зависимости $\rho(T)$ отжиг при низких температурах приводит преимущественно к очистке поверхности образца, улучшая его проводящие свойства, однако при незначительном повышении температуры отжига (до 400°C) доминирующим становится образование дополнительных дефектов в структуре графенового слоя, что увеличивает значение сопротивления образца. Для образцов с полупроводниковым типом зависимости $\rho(T)$ процесс очистки поверхности образца графена оказывает определяющее воздействие на его проводящие свойства не только при низких, но и при достаточно высоких (как минимум, до 750°C) температурах отжига. При этом дополнительным фактором, улучшающим проводящие свойства таких образцов, является увеличение размеров структурных блоков, происходящее при высоких температурах отжига.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морозов С.В., Новосёлов К.С., Гейм А.К. Электронный транспорт в графене // УФН. – 2008. – Т. 178. – Вып. 7. – С. 776-780.
2. Choi W., Seo Y.-S., Park J.-Y., Kim K.B., Jung J., Lee N., Seo Y., Hong S. Effect of annealing in Ar/H₂ environment on chemical vapor deposition-grown graphene transferred with poly(methyl methacrylate) // IEEE Trans. on Nanotech. – 2015. – V. 14. – P. 70-73.
3. Granas E., Andersen M., Arman M.A., Gerber T., Hammer B., Schnadt J., Andersen J.N., Michely T., Knudsen J. CO intercalation of graphene on Ir(111) in the mbar regime // J. Phys. Chem. C. – 2013. – V. 117. – P. 16438-16447.
4. Tapasztó L., Dobrik G., Nemes-Incze P., Vertesy G., Lambin Ph., Biro L.P. Tuning the electronic structure of graphene by ion irradiation // Phys. Rev. B. – 2008. – V. 78. – P. 233407.
5. Liu H., Liu Y., Zhu D. Chemical doping of graphene // J. Mat. Chem. – 2011. – V. 21. – P. 3253-3496.
6. Das Sarma S., Adam S., Hwang E.H., Rossi E. Electronic transport in two dimensional graphene // Rev. Mod. Phys. – 2011. – V. 83. – P. 407.
7. Rha S.-K., Lee W.-J., Lee S.-Y., Kim D.-W., Park C.-O., Chun S.-S. Effects of the annealing in Ar and H₂/Ar ambients on the microstructure and the electrical resistivity of the copper film prepared by chemical vapor deposition // Jap. J. Appl. Phys. – 1996. – V. 35. – P. 5781-5786.

КОЭФФИЦИЕНТ НЕРНСТА–ЭТТИНГСГАУЗЕНА В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ СИСТЕМЫ $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$

Анализ температурных зависимостей кинетических коэффициентов в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) в нормальной фазе может служить источником получения информации о параметрах энергетического спектра и системы носителей заряда в данных материалах. Однако в связи с наблюдаемыми экспериментально особенностями этих зависимостей для проведения этого анализа невозможно использовать классическую теорию электронных явлений переноса. По этой причине в литературе предлагались различные модели энергетического спектра, позволяющие описать электронные явления переноса в ВТСП-материалах (см., например, обзор в [1]). В нашей лаборатории была разработана модель, основанная на предположении о наличии в энергетическом спектре ВТСП-материалов узкой проводящей зоны [1, 2]. Отметим, что данная модель является единственной, позволяющей проводить совместный количественный анализ температурных зависимостей различных кинетических коэффициентов, в том числе и коэффициента Нернста–Эттингсгаузена, Q [3], поведение которого в ВТСП-материалах в нормальном состоянии остается все еще слабо изученным. Целью данной работы было экспериментальное исследование зависимостей $Q(T)$ для образцов иттриевых ВТСП, легированных цинком, получение на основе их анализа информации о значениях параметров энергетического спектра и системы носителей заряда в исследованных образцах и анализ характера и механизма изменения этих параметров с ростом содержания цинка.

Для исследований мы использовали образцы состава $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ ($x=0-0.2$), изготовленные по стандартной керамической технологии. Предварительно на этих образцах были исследованы температурные зависимости коэффициента термоэдс [4], что позволило определить значения основных параметров энергетического спектра, которые мы использовали при количественном анализе данных о коэффициенте Нернста–Эттингсгаузена.

Полученные экспериментальные данные для зависимостей $Q(T)$ в образцах системы $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ с различным содержанием цинка приведены на рис. 1. Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена слабо возрастает при уменьшении температуры, затем демонстрирует широкий максимум, а потом достаточно резко уменьшается, что является типичным для его поведения в легированных образцах системы $YBa_2Cu_3O_y$ [5]. Абсолютные значения Q при $T=300$ К с ростом содержания цинка в системе $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$ изменяется крайне незначительно.

Все экспериментальные зависимости $Q(T)$ были проанализированы на основе модели узкой зоны с учетом результатов предварительного анализа поведения коэффициента термоэдс в этих же образцах. Детальное описание использованного метода анализа экспериментальных кривых можно найти в работе [5], а полученные расчетные кривые приведены на рис. 1 совместно с экспериментальными данными. Видно, что для большинства образцов нам удалось достичь удовлетворительного согласия эксперимента и расчета, а наибольшее отклонение расчетных кривых от экспериментальных результатов наблюдается в области высоких температур для образца с максимальным содержанием цинка ($x = 0.2$). Повидимому, это связано с тем, что введение примеси цинка может приводить к выбросу состояний из проводящей зоны [6], т.е. ее постепенному разрушению с ростом уровня легирования, что отрицательно сказывается на применимости используемой нами модели.

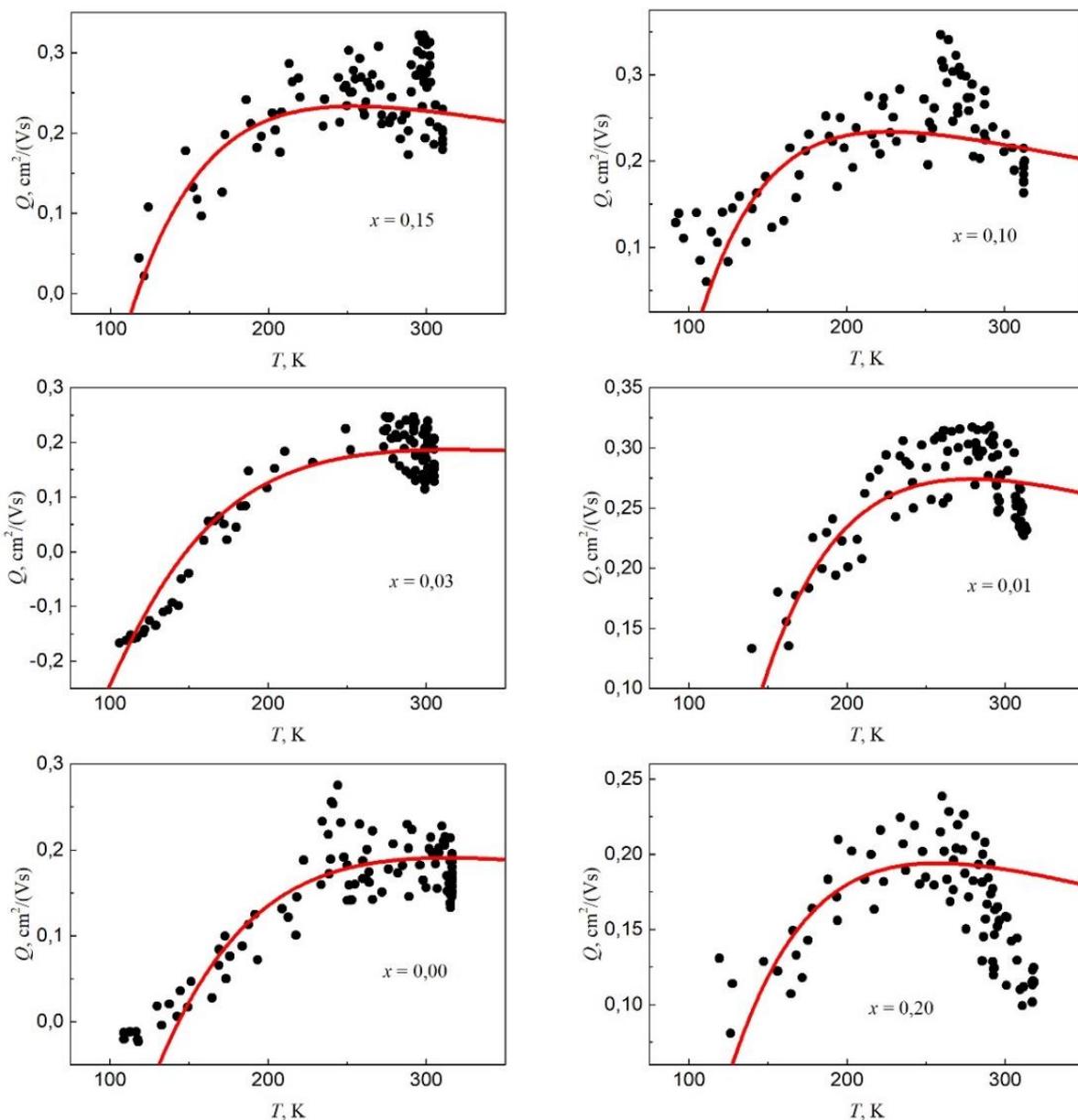


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Нернста–Эттингсгаузена для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$. Точки – экспериментальные данные, линии – расчетные результаты

Таблица 1. Значения u , k и kW_D для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$

x	u , $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{c})$	k	$ kW_D $, мэВ
0.00	0.92	-0.220	20.9
0.01	1.02	-0.205	18.9
0.03	1.08	-0.225	18.0
0.10	1.10	-0.200	15.0
0.15	1.01	-0.154	16.2
0.20	0.71	-0.125	16.3

На основании расчетов для всех образцов мы определили значения подвижности носителей заряда u и степени асимметрии закона дисперсии k , которые приведены в табл. 1. Здесь же приведены абсолютные значения смещения по энергии относительно середины проводящей зоны точки смены знака функция холловской проводимости kW_D .

Видно, что в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ значение подвижности крайне незначительно изменяется с ростом уровня легирования, только для образца с $x = 0.2$ наблюдается заметное его уменьшение. С учетом данных о значениях других модельных параметров [4], можно утверждать, что в диапазоне $x = 0-0.15$ все параметры энергетического спектра и системы носителей в нормальной фазе в $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ остаются почти неизменными. В то же время, значение критической температуры сверхпроводящего перехода в $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ в этом же диапазоне легирования уменьшается очень сильно – от $T_c = 92$ К до $T_c = 54$ К [4]. Это доказывает, что подавление сверхпроводимости при легировании цинком происходит не за счет вызванной этой примесью модификации энергетического спектра в нормальном состоянии, как для большинства других катионных замещений в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ [1], а за счет непосредственного воздействия цинка на процесс спаривания электронов.

Как видно из табл. 1, для всех исследованных образцов характерно наличие асимметрии закона дисперсии. Это подтверждает, что данное свойство является фундаментальной особенностью энергетического спектра ВТСП системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$. Значения параметра k отрицательны для всех исследованных образцов системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$, как и в случае других легированных иттриевых ВТСП-систем [5]. При этом абсолютное значение энергетического сдвига точки смены знака функция холловской проводимости kW_D последовательно уменьшается с ростом содержания цинка во всем исследованном диапазоне легирования. Это подтверждает вывод о том, что введение цинка приводит к выбросу проводящих состояний из зоны, что, естественно, и отражается на виде закона дисперсии.

Таким образом, нами были получены новые экспериментальные данные о температурных зависимостях коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в нормальном состоянии в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$ с различным содержанием цинка в диапазоне и показано, что они могут быть удовлетворительно описаны в рамках модели узкой зоны с использованием значений основных параметров модели, определенных из анализа температурных зависимостей коэффициента термоэдс. На основе проведенного анализа впервые определены значения подвижности носителей заряда и степени асимметрии закона дисперсии в исследованных образцах и проанализирован характер их изменения с ростом содержания цинка в образцах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Zn}_x\text{O}_y$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gasumyants V.E. Analysis of the electron transport phenomena in HTSC-materials as the method of studying the band spectrum and its transformation under doping by different impurities // *Advances in Condensed Matter and Materials Research*, Vol. 1. – F. Gerard (ed.). – New York: Nova Science Publ., 2001. – P. 135-200.
2. Kaidanov V.I., Vladimirskaya E.V., Gasumyants V.E. The electron transport phenomena in Y based HTSC's and their analysis on the basis of phenomenological narrow-band theory. The band structure transformation with oxygen content and substitution for Cu // *Physica C*. – 1995. V. 248. – P. 255-275.
3. Агеев Н.В., Гасумянц В.Э. Анализ особенностей поведения коэффициента Нернста–Эттингсгаузена в проводниках с узкой проводящей зоной и применение его результатов к случаю ВТСП-материалов // *ФТТ*. – 2001. Т. 43. – С. 1761-1771.
4. Гасумянц В.Э., Мартынова О.А. Модификация структуры зонного спектра $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ в нормальной фазе под действием легирования цинком // *Физика фазовых переходов. Труды конф. «Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах»*. – Махачкала, 2005. – С. 65-68.
5. Gasumyants V.E., Martynova O.A. Experimental investigation and quantitative analysis of the normal-state Nernst coefficient in doped high-temperature superconductors of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ system // *High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications*. – M. Miryala and M.R. Kobliska (eds.). – New York: Nova Science Publ., 2018. – P. 95-152.
6. Gupta R.P., Gupta M. Effect of nickel and zinc substitutions on the electronic charge-density redistribution in a $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superconductor // *Phys. Rev. B*. – 1999. – V. 59. – P. 3381-3384.

Д.Н. Тонков¹, В.Э. Гасумянц^{1,2}, Е.С. Васильева¹, М.И. Кобыляцкая¹,
О.А. Мартынова³, С.В. Карамышев³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
³ООО «Наномет»

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРКОЛЯЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ГИБКОМ ЭЛАСТИЧНОМ ПРОВОДЯЩЕМ ПОЛИМЕРНОМ КОМПОЗИТНОМ МАТЕРИАЛЕ С УГЛЕРОДНЫМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

Полимерные композиты – это многокомпонентные материалы, состоящие из полимерной основы (матрицы) и какого-либо наполнителя, существенно модифицирующего свойства исходной матрицы. Полимерные композиты могут использоваться в различных областях техники. Так, например, путем введения в матрицу различных проводящих наполнителей, таких как углеродные нанотрубки, фуллерены, графен, графит, различные металлы и керамики, благодаря эластичным свойствам самого полимера можно получить гибкий проводящий материал [1]. Кроме того, полимерные композиты могут быть хорошей заменой для традиционных проводящих материалов благодаря своей легкости, а также улучшенным проводящим и механическим свойствам. На основе полимерных композитов уже сейчас изготавливают OLED-диоды, электрохромические устройства, электрохимические накопители энергии и датчики деформации [2].

В [3] были экспериментально исследованы проводящие и механические свойства композита на основе SBR (бутадиен-стирольный каучук) и углеродных структур (углеродные нанотрубки, многослойный графен, графит и их смесь) в качестве наполнителя. Также есть работы (см., например, [4, 5]), в которых авторам удалось смоделировать электронные свойства композита, в котором в качестве наполнителя использовались графит и углеродные нанотрубки. Цель данной работы – проанализировать проводящие свойства композитов, в которых в качестве наполнителя используются углеродные структуры различной размерности (трехмерный графит и двумерный графен) и проанализировать возможность использования теории протекания при рассмотрении различной размерности частиц наполнителя для описания полученных результатов.

В данной работе рассматривались проводящие свойства полимерного композита на основе SBR как полимерной матрицы и графена или графита в качестве наполнителей. Для изготовления данного композитного материала была разработана технология введения порошка в композит для достижения наилучшего распределения наполнителя в матрице. Полимер SBR растворяли специальной суспензией, которую предварительно готовили путем смешивания порошка углеродного наполнителя и растворителя тетрахлорметана в течение 20 минут. Затем раствор перемешивали в течение 1 часа. После этого композит выкладывали в форму и сушили в течение 1 часа. Этот порядок обеспечивает лучшую смачиваемость углеродного порошка тетрахлорметаном и последующее гомогенное распределение в полимере. Соответственно были получены лучшие характеристики проводимости и растяжимости. Размеры частиц введенного наполнителя составляли $r < 20$ мкм для графита и $r \sim 1-5$ мкм для графена.

Были проведены исследования зависимости сопротивления композита от концентрации наполнителя, результаты которых представлены на рис. 1 (а). Также на рис. 1 пунктирными линиями обозначены значения процентного содержания наполнителя, при котором происходит разрушение сплошного кластера частиц наполнителя, в результате чего проводимость композита приобретает прыжковый характер.

Чтобы уточнить характер проводимости в полученных композитах, были рассмотрены зависимости $\ln(\rho)$ от концентрации наполнителя $N^{-1/d}$, где d – размерность задачи. Известно, что в случае реализации механизма прыжковой проводимости через ближайшие узлы по наклону этой зависимости можно оценить значение радиуса локализации волновой функции электрона [6]. Для трехмерной задачи радиус волновой функции $a=1.73/k_3$, где k_3 – тангенс угла наклона прямой $\ln(\rho)=f(N^{-1/3})$, а для двумерной задачи $a=2.285/k_2$, где k_2 – тангенс угла наклона прямой $\ln(\rho)=f(N^{-1/2})$. На рис. 1 (б, в) представлены графики полученных зависимостей для образцов на основе графита и графена в случае использования трехмерной задачи. Значения радиуса волновой функции для трехмерного случая равны 5.4 \AA для композита с графитом и 1.1 \AA для композита с графеном. Для двумерного случая значения радиуса волновой функции получились не реалистичными: $\sim 10^{-11}$ см для композита с графитом и $\sim 10^{-12}$ см для композита с графеном. Таким образом, несмотря на двумерную природу графена, для моделирования проводящих свойств полученных композитов и расчета в дальнейшем значения порога протекания необходимо рассматривать задачу сфер. По всей видимости, частицы двумерного графена, распределяясь по объему композита, могут накладываться друг на друга или скручиваться друг с другом, что приводит к образованию трехмерного их ансамбля. В результате, для описания проводящих свойств композита как с трехмерным графитом, так и с двумерным графеном в качестве наполнителей необходимо использовать трехмерную модель.

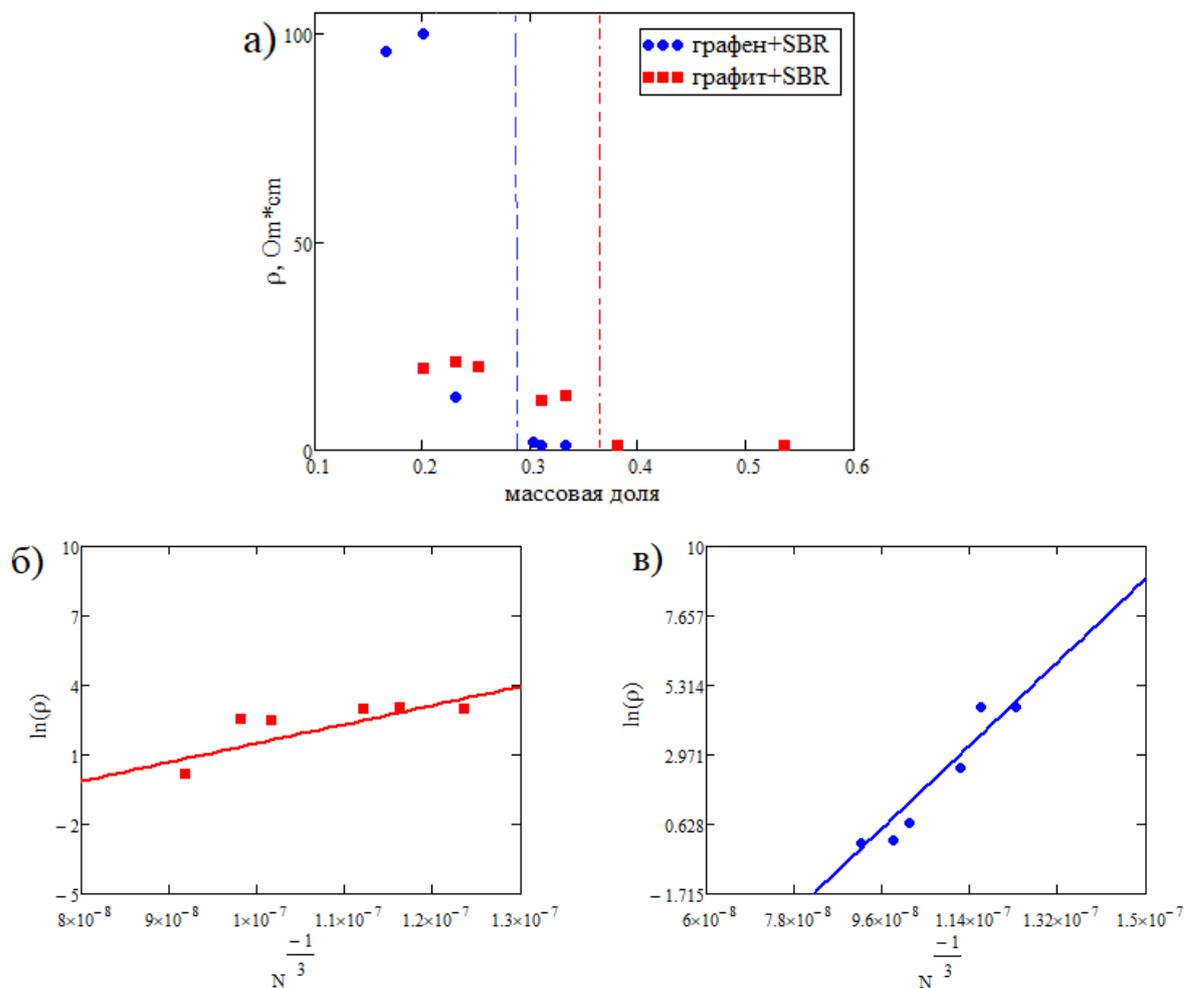


Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления от процентного содержания наполнителя по массе для композитов с графеном и графитом (а). Зависимости $\ln(\rho)$ от содержания наполнителя в области прыжковой проводимости для композитов с графитом (б) и графеном (в), полученные в рамках решения трехмерной задачи

Для оценки порога протекания исходя из определенной размерности решаемой задачи были исследованы зависимости $\lg(\sigma/\sigma_0)$ от $\lg(\phi-\phi_c)$, где σ_0 – это проводимость решетки при целых узлах, а ϕ и ϕ_c – объемная доля «целых узлов» и порог протекания, где доля «целых узлов» – это доля наполнителя, при которой еще есть проводимость. Для трехмерной задачи значение критического индекса проводимости (наклона зависимости) должно оставлять $t \sim 1.9$, а для двухмерной $t \sim 1.2$, небольшие отклонения от данных значений могут быть объяснены различными нарушениями размерности [7]. Порог протекания подбирался таким образом, чтобы наклон зависимостей $\lg(\sigma/\sigma_0)$ от $\lg(\phi-\phi_c)$ для обоих типов наполнителей был близок к теоретическому значению для трехмерной задачи и, одновременно, расчетная кривая максимально соответствовала полученным экспериментальным данным. На рис. 2 (а, б) приведены экспериментальные данные и полученные описанным образом расчетные зависимости $\lg(\sigma/\sigma_0)$ от $\lg(\phi-\phi_c)$ для композитов с графитом и графеном. Расчетные кривые на рис. 2 построены при значениях критического индекса проводимости $t=2.379$ для графита и $t=2.079$ для графена, что приблизительно соответствует задаче сфер. По полученным критическим индексам проводимости были определены значения порогов протекания, которые составили 0.12 для графита и 0.165 для графена.

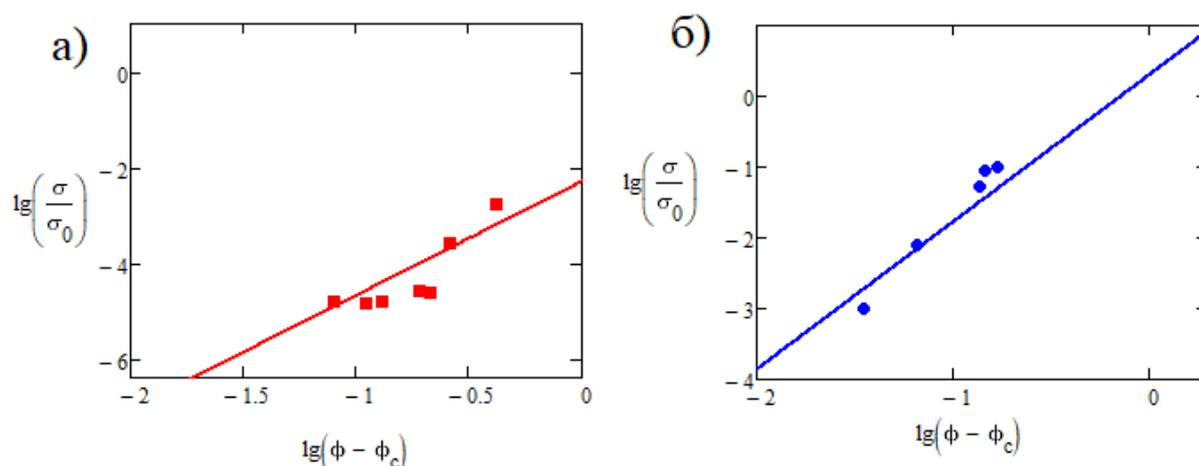


Рис. 2. Зависимости $\lg(\sigma/\sigma_0)$ от $\lg(\phi-\phi_c)$ для композитов с графитом (а) и графеном (б)

Таким образом, в данной работе была отработана процедура синтеза полимерных композитов на основе матрицы SBR и графена или графита в качестве проводящих наполнителей и получены серии образцов с различными содержаниями этих наполнителей. Экспериментально исследованы зависимости сопротивления синтезированных композитов от массовой доли каждого из наполнителей и проведен их теоретический анализ в рамках теории протекания. На основании этого анализа установлено, что двумерный графен, как и трехмерный графит, образует в композите проводящие кластеры трехмерной размерности. Также определены пороги протекания для композитов с обоими типами исследованных наполнителей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuilla T., Bhadra S., Yao D., Kim N.H., Bose S., Lee J.H. Recent advances in graphene base polymer composites // *Progress in Polymer Science*. – 2010. – V. 35. – P. 1350-1375.
2. Zhan C., Yu G., Lu Y., Wang L., Wujcik E., Wei S/ Conductive polymer nanocomposites: a critical review of modern advanced devices // *J. Journal of Materials Chemistry C*. – 2017. – V. 5. – P. 1569-1585.
3. Das A., Kasaliwal G.R., Jurk R., Boldt R., Fischer D., Stockelhuber K.W., Heinrich G. Rubber composites based on graphene nanoplates, expanded graphite, carbon nanotubes and their combination: a comparative study // *Composites Science and Technology*. – 2012. – V. 72. – P. 1961-1967.

4. Hu N., Masuda Z., Yan C., Yamamoto G., Fukunaga H., Hashida T. The electrical properties of polymer nanocomposites with carbon nanotube fillers // *Nanotechnology*. – 2008. – V. 19. – P. 215701.
5. Fayazmanesh K., Salarai S., Bahrami M. Effective thermal conductivity modeling of consolidated sorption composites containing graphite flakes // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2017. – V. 115. – P. 73-79.
6. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред // *УФН*. – 1975. – Т. 117. – Вып. 3. – С. 401-433.
7. Берёзкин В.И., Попов В.В. Перколяционный переход в углеродном композите на основе фуллеренов и терморасширенного графита // *Физика твердого тела*. – 2018. – Т. 60. – Вып. 1. – С. 202-206.

УДК 538.913

С.А. Гурьева^{1,2}, А.К. Борисов^{1,2}, В.А. Марихин²

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

² Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе

СТРУКТУРНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ТРИКОЗАНЕ C₂₃H₄₈

Нормальные алканы представляют собой линейные углеводородные цепи, гомологический ряд которых описывается общей формулой C_nH_{2n+2}. Несмотря на простую молекулярную структуру, длинноцепочечные n-алканы являются строительными блоками многих органических молекул и, кроме того, представляют большой физический интерес из-за сложного поведения кристаллической структуры при температурных фазовых переходах (ФП).

Целью работы являлось фундаментальное исследование структурного ФП в n-алканах с нечётными длинами цепей, на примере трикозана C₂₃H₄₈. Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи: проведение детального анализа ИК спектров для выявления первоначальных изменений в колебаниях; получение калориметрическим методом высокоточных термодинамических параметров ФП при использовании минимально возможных скорости сканирования и массы образца; установление структурного элемента, в котором начинается процесс образования новой кристаллографической фазы.

Длинноцепочечные молекулярные кристаллы (ДМК) n-алканов образованы из многочисленных наслоённых друг на друга наноламелей (толщиной ~ 3 нм для трикозана). Сердцевины ламелей состоят из связанных Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием протяжённых транс-последовательностей СН₂ групп, которые в трикозанах укладываются в орторомбические суб-ячейки. Взаимодействие ламелей друг с другом также осуществляется с помощью Ван-дер-Ваальсова контакта концевых метильных СН₃ групп.

Используются монодисперсные образцы трикозана со степенью очистки ~ 99.9%.

В работе по дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) [1] показано, что в ДМК n-алканов наблюдается размытый фазовый переход I рода (ФП-1) при T_{ФП-1} < T_{пл}. Методом ИК-Фурье спектроскопии в предыдущей нашей работе [2] изучена кинетика развития структурного ФП-1 в трикозанах C₂₃H₄₈ и показано, что в сердечниках ламелей переход развивается по гетерогенному механизму с превращением исходных орторомбических суб-ячеек в гексагональные.

Для ИК спектроскопического исследования хлопья трикозана наносились на пластины NaCl и плавилась, затем полученные образцы микрометровой толщины охлаждались для равномерной кристаллической структуры. Съёмка спектров поглощения на ИК-Фурье спектрометре IFS-88 (Bruker) происходила при повышении температуры на ΔT = 2 К, а в области ФП-1 измерения проводились с шагом ΔT = 0.1 К. При этом образцы при каждой температуре выдерживались в течение 10 мин. Измерение температуры проводилось дифференциальной термопарой хромель-копель с точностью ΔT = ± 0.05 К.

Для исследования методом ДСК были подготовлены специальные алюминиевые кюветы, в которые помещались хлопья трикозана массой 0.3 мг, позволившей уменьшить термосопротивление. Исследование проводилось на калориметре ДСК-500 при оптимальной скорости сканирования 0.2 К/мин.

ИК спектроскопический анализ позволил выявить тонкие смещения в спектрах молекулярных колебаний, происходящие при изменении симметрии суб-ячеек при твердофазном ФП-1. Поскольку значительный интерес представляло исследование изменений

в поверхностных слоях ламелей, образованных Ван-дер-Ваальсовыми контактами концевых метильных групп близлежащих ламелей, была изучена именно спектральная область $\nu = 2800\text{--}3000\text{ см}^{-1}$ (рис. 1). Согласно [3], в исследуемом частотном диапазоне наблюдается 8 полос поглощения, для которых приняты следующие обозначения:

- r^+ – симметричные валентные колебания (С–Н связей) в CH_3 группах ($\nu = 2871.0\text{ см}^{-1}$);
 - r_a^-, r_b^- – антисимметричные валентные колебания в CH_3 группах, компоненты in-plane и out-of-plane, соответственно ($\nu = 2960.6$ и 2955.0 см^{-1});
 - d^+, d^- – симметричные и антисимметричные валентные колебания в CH_2 группах в цепи ($\nu = 2849.0$ и 2918.4 см^{-1});
 - d_w^+ – симметричные валентные колебания в конечных CH_2 группах ($\nu = 2858.3\text{ см}^{-1}$).
- Кроме того, имеются 2 полосы r_{FR}^+ и d_{FR}^+ , обусловленные Ферми-резонансом симметричных валентных колебаний r^+ и d^+ с обертоном деформационных колебаний CH_2 групп.

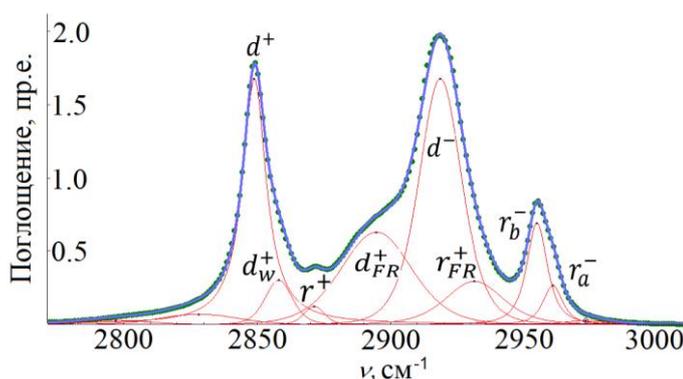


Рис. 1. Выделение полос в ИК спектре трикозана при $T = 21.0^\circ\text{C}$ (Fityk 0.9.8)

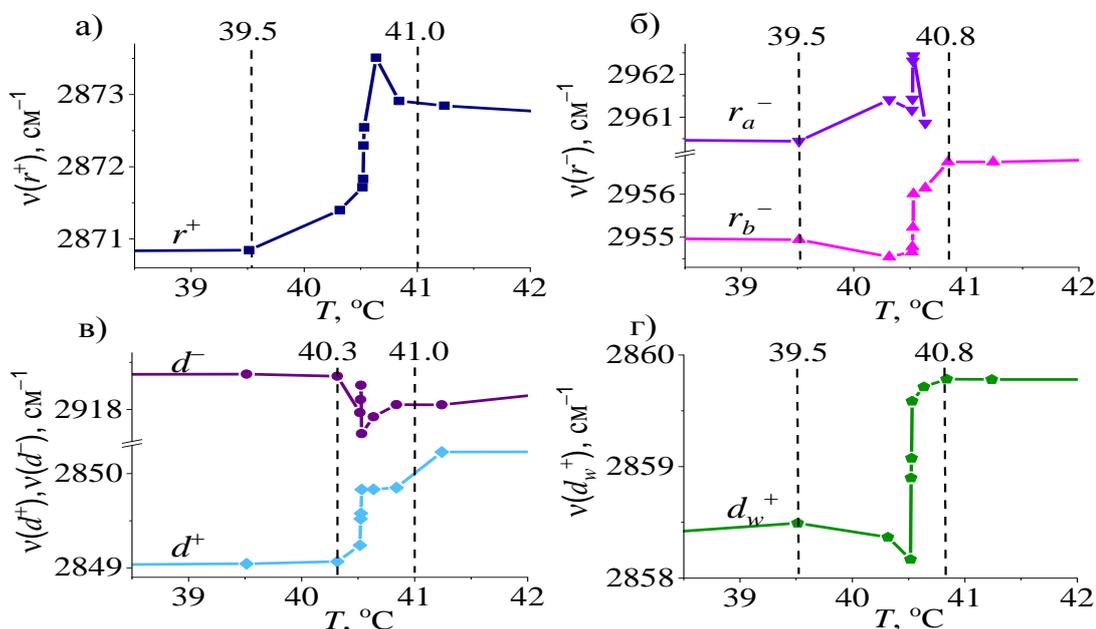


Рис. 2. Температурные зависимости частот полос (а) r^+ , (б) r_a^-, r_b^- , (в) d^+, d^- , (г) d_w^+ валентных колебаний С–Н связи

Обнаружено, что валентные колебания С–Н связей испытывают частотный сдвиг порядка $1\text{--}2\text{ см}^{-1}$ в области ФП-1 (рис. 2). Изменения частот валентных колебаний в сердцевинах ламелей наблюдаются в интервале $\Delta T = 40.3\text{--}41.0^\circ\text{C}$ (рис. 2в). Эти результаты согласуются с нашей работой [2], но можно заключить, что полный переход в кристаллических сердечниках ламелей происходит при 41.7°C .

Рис. 2а,б демонстрирует, что в трикозана первыми чувствуют ФП-1 валентные колебания в концевых CH_3 группах ($\Delta T = 39.5\text{--}41.0^\circ\text{C}$), поэтому начальный зародыш новой фазы появляется именно в межламеллярном пространстве. Резкие трансформации частот изучаемых полос при 40.6°C мы связываем с переходом к гексагональной укладке молекул, при которой скачком меняется контакт концевых групп в соседних ламелях. Из рис. 2г видно, что характер изменения колебаний C--H связи в конечных CH_2 группах (соседних с CH_3) подобен зависимостям (а, б).

Для подтверждения полученных результатов проводилось исследование методом ДСК, позволяющим выявить кинетику протекания ФП. На рис. 3 представлена зависимость теплоёмкости от температуры, демонстрирующая ФП-1 в трикозана. Как видно из рисунка, основной пик имеет несимметричную форму, кроме того, присутствуют пики слабой интенсивности, характеризующие появление различных дефектов.

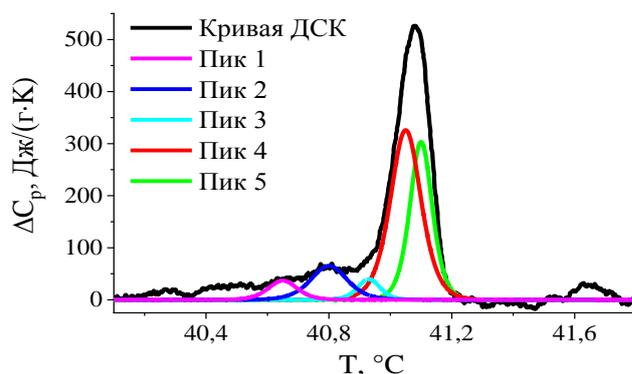


Рис. 3. Экспериментальная кривая ДСК для ФП-1 трикозана при нагревании со скоростью 0.2 K/min и ее разложение на теоретические пики

Анализ формы пиков проводился согласно термодинамической теории самосогласованного поля [4] применительно к симметричным Λ -образным размытым ФП-1. Проведено разделение основного несимметричного пика ФП-1 на два симметричных пика Λ -образной формы [1]. Аналогичным образом выделены еще три пика слабой интенсивности. Разделение представлено на рис. 3, по результатам которого были найдены теплоты переходов q_{0n} для каждого из полученных пиков, где n – номер пика: $q_{01} = 4.6 \text{ Дж/г}$; $q_{02} = 10.2 \text{ Дж/г}$; $q_{03} = 3.8 \text{ Дж/г}$; $q_{04} = 43.1 \text{ Дж/г}$; $q_{05} = 29.3 \text{ Дж/г}$.

Полученные значения q_0 были соотнесены с рассчитанными энергиями межмолекулярного взаимодействия для CH_3 и CH_2 групп, согласно [5], что позволило выявить следующие этапы протекания ФП-1 (рис. 3): 1 – появление конформационных дефектов (пик 1 и эндотермические эффекты при $T < 40.6^\circ\text{C}$); 2 – фазовое превращение в межламеллярных прослойках, охватывающее концевые CH_3 и ближайшие к ним CH_2 группы (пики 2 и 3); 3 – ФП в сердцевинах ламелей (пики 4 и 5). Пик теплоемкости при $T \approx 41.7^\circ\text{C}$ соответствует переходам в фазу ротатора, которым будет посвящена отдельная статья.

Из результатов, полученных методами ИК-Фурье спектроскопии и ДСК, можно заключить, что в представителе нечётных n -алканов, трикозана $\text{C}_{23}\text{H}_{48}$, начальные зародыши гексагональной фазы при структурном фазовом переходе I рода образуются в межламеллярных прослойках, содержащих концевые CH_3 и ближайшие к ним CH_2 группы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Егоров В.М., Марихин В.А., Мясникова Л.П., Якушев П.Н. Фазовые переходы в молекулярных кристаллах n -алканов: три-, тетра- и пентакозана // ФТТ. – 2017. – Т. 59. – № 10. – С. 2044-2049.
2. Gureva S.A., Marikhin V.A., Myasnikova L.P., Volchek B.Z., Medvedeva D.A. Crystal structure transformations during phase transitions in homologues of n -alkanes: $\text{C}_{23}\text{H}_{48}$, $\text{C}_{24}\text{H}_{50}$, $\text{C}_{25}\text{H}_{52}$ as revealed by FT-IR spectroscopy // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V. 1400. – P. 055040.

3. MacPhail R.A., Straws H.L., Snyder R.G. C-H Stretching Modes and the Structure of n-Alkyl Chains. 2. Long, All-Trans Chains // J. Phys. Chem. – 1984. – V. 88. – P. 334-341.
4. Малыгин Г.А. Размытые мартенситные переходы и пластичность кристаллов с эффектом памяти формы. // УФН. – 2001. – Т. 171. – С. 187-212.
5. Van Krevelen D.W. Properties of polymers. – Elsevier Publication Company, 1972. – 427 p.

УДК 538.9

И.В. Решетов^{1, 2}, Д.В. Расходчиков^{1, 2}, А.И. Дергачев³, В.В. Журихина^{1, 2}
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Санкт-Петербургский академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН,
³ООО «ТЕСКАН»

ОБ ИЗМЕРЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СТЕКОЛ

Многообразие составов многокомпонентных силикатных стекол, многие из которых являются, по сути, твердыми электролитами, поскольку содержат в соизмеримых концентрациях как ионы-модификаторы, способные к перемещению при внешнем воздействии [1], так и неподвижные ионы-сеткообразователи, открывает возможность разнообразной модификации их приповерхностных областей. Одним из методов модификации приповерхностной области стекла является термическая поляризация. В частности, в процессе поляризации многокомпонентного силикатного стекла изменяется его структура [2], показатель преломления [3], объем прианодной области [4], химическая стойкость [5], также у стекла появляется способность генерировать вторую гармонику [6]. Все эти изменения могут быть использованы при создании активных оптических элементов для фотоники и оптоэлектронной техники.

Характерной особенностью процесса термической поляризации является частичное или полное обеднение прианодной области стекла ионами-модификаторами. В данной работе представлены исследования концентрационных профилей прианодной области многокомпонентного силикатного стекла после термической поляризации.

В исследованиях использовалось стекло Menzel, его состав представлен в табл. 1 [7].

Таблица 1. Состав исследуемого стекла Menzel

Оксид	SiO ₂	Al ₂ O ₃	Na ₂ O	K ₂ O	MgO	CaO	другие
Содержание, вес. %	72,2	1,2	14,3	1,2	4,3	6,4	0,33

Поляризация проводилась с использованием стекло-углеродных пластин в качестве анода при постоянном напряжении 700 В или 1100 В и температуре 300 °С. Длительность поляризации выбиралась, исходя из прошедшего через образец электрического заряда. После поляризации методами рентгеноспектрального энергодисперсионного элементного микроанализа (ЭДС) на основе сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) TESCAN LYRA3 с автоэмиссионным катодом Шоттки с системой микроанализа Oxford Instruments Aztec Live Automated (детектор Ultim Max) измерялся концентрационный профиль прианодной области образца. Использовалась энергия электронного луча 8 кэВ.

Существенно, что ЭДС-измерения не чувствительны к легким элементам, в первую очередь, к водороду, который проникает в стекло из атмосферы в процессе поляризации. Наличие водорода вносит существенные искажения в результаты обработки измерений по стандартной методике, реализованной в программном комплексе ЭДС-микроанализа Aztec Live. Это утверждение проиллюстрировано на рис. 1а, где показаны концентрационный профиль кремния (не участвует в процессах переноса при поляризации), полученный при

стандартной обработке данных (в ат. %) и концентрационный профиль кремния, построенный по количеству отсчетов импульсов. Оба профиля нормированы на концентрацию кремния в объеме стекла. На графиках хорошо заметно отличие профилей вблизи анодной поверхности. На основании этого можно утверждать, что стандартная процедура расчета концентрации вносит существенную погрешность, связанную, прежде всего, с наличием в поляризованной области стекла водородных катионов. Этот вывод подтверждается тем, что область несовпадения концентрационных профилей кремний хорошо коррелирует с областью, в которой наблюдается изменение концентрации натрия (рис. 1б), что указывает на наличие в этой области замещающего натрий водорода [8].

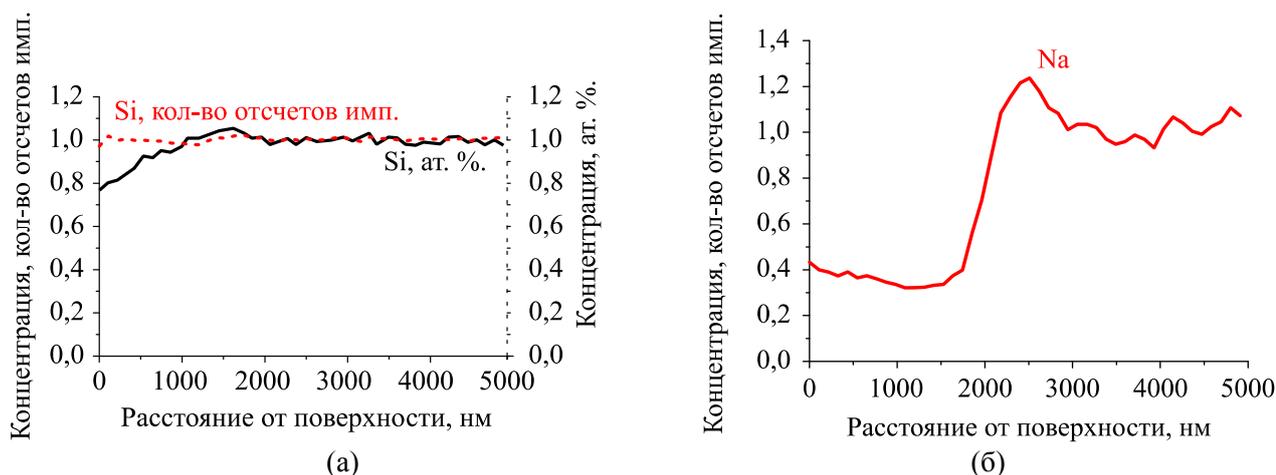


Рис. 1. Профили кремния (а) и натрия (б) в стеклянном образце, поляризованном под напряжением 700 В (прошедший заряд составил 0,5 Кл)

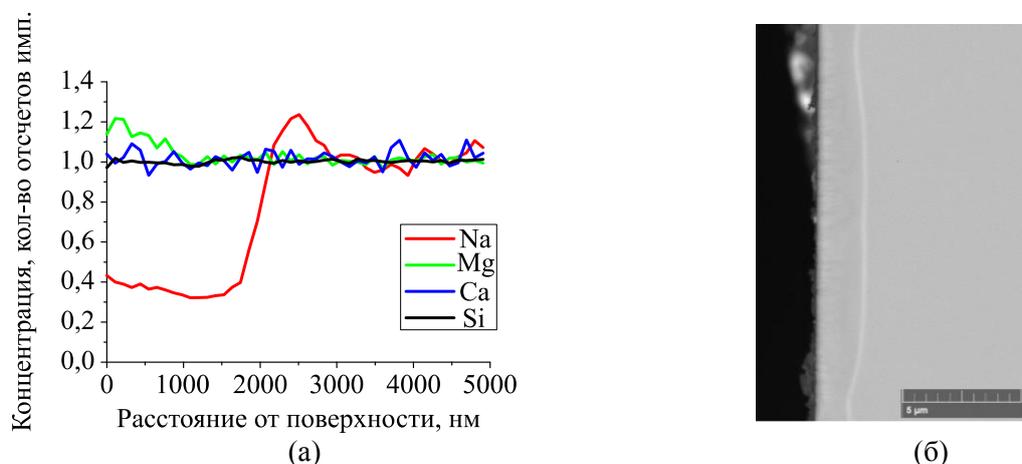


Рис. 2. Концентрационные профили (а) и СЭМ-изображение скола (б) стеклянного образца, поляризованного под напряжением 700 В (прошедший заряд составил 0,5 Кл)

Измеренные концентрационные профили в отсчетах импульсов для щелочных металлов, щелочноземельных металлов и кремния в одном из исследованных образцов представлены на рис. 2. На этом же рисунке представлено СЭМ-изображение скола прианодной области этого образца. Видно, что область изменения концентрации натрия достаточно хорошо заметна на СЭМ-изображении. Зависимость глубины области обеднения стекла натрием, построенная по данным ЭДС-профилей (максимальная скорость изменения концентрация натрия по глубине) и СЭМ-изображений (положение середины светлой линии на изображении) для нескольких образцов, представлена на рис. 3. Совпадение глубин по результатам СЭМ и ЭДС-измерений дает возможность быстро оценивать глубины поляризации непосредственно по СЭМ-изображениям. Кроме этого, светлая линия на рис. 2 отражает различия в толщине

поляризованной области вдоль поверхности образца. Это может быть связано с неравномерностью проникновения водородных катионов из атмосферы, а также с неравномерной шероховатостью анодной поверхности электрода.

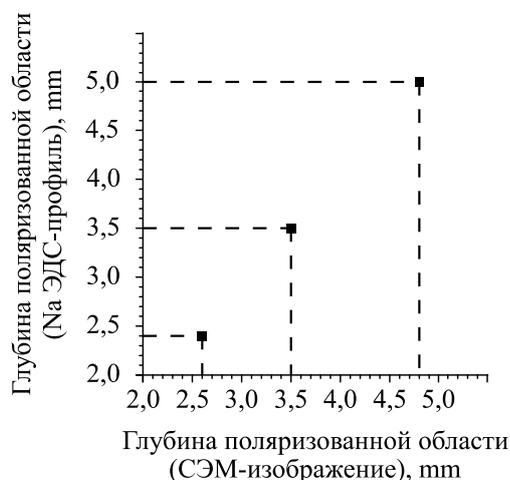


Рис. 3. Зависимость глубины области изменения концентрации натрия, построенная по данным ЭДС-профилей (максимальное значение профиля натрия) и СЭМ-изображений (положение середины светлой линии на изображении)

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Для того, чтобы получать корректные данные о концентрационных профилях поляризованных стекол на основе ЭДС измерений, целесообразно представлять данные в единицах отсчетов импульсов по каждому элементу. Данные о глубине прианодной поляризованной области стекла могут быть получены непосредственно из СЭМ-изображений. СЭМ-изображения позволяют также оценить неравномерность глубины поляризации.

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования, проект FSRM-2020-001. Авторы благодарят профессора А.А. Липовского за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Petrov A.V., Sokolov I.A., Markov V.A. Electronic Structure and Ionic Transport in Phosphate Glass with Pyrophosphate Structural Elements // *Key Engineering Materials*. – 2019. – V. 822. – P. 864-870.
2. Redkov A.V., Melehin V.G., Lipovskii A.A. How Does Thermal Poling Produce Interstitial Molecular Oxygen in Silicate Glasses? // *J. Phys. Chem. C*. – 2015. – V. 119. – N 30. – P. 17298-17307.
3. Rusan V.V., Tagantsev D.K., Lipovskii A.A., Paivasaari K. A new method for recording phase optical structures in glasses // *Glass Phys. & Chem.* – 2010. – V. 36. – N 4. – P. 513-516.
4. Lipovskii A.A., Zhurikhina V.V., Tagantsev D.K. 2D-structuring of glasses via thermal poling: A short review // *Int. J. Appl. Glass Sci.* – 2017. – V. 9. – N 1. – P. 24-29.
5. Aitchison J.S., Prohaska J.D., Vogel E.M. The nonlinear optical properties of glass // *Metals Materials and Processes*. – 1997. – V. 8. – N 4. – P. 277-290.
6. Okada A., Ishii K., Mito K., Sasaki K. Phase-matched second-harmonic generation in novel corona poled glass waveguides // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – V. 60 – N 23. – P. 2853-2855.
7. Agar Scientific: microscopy supplies at your fingertips. – 2020. – URL: https://www.agarscientific.com/media/import/06-Light_microscope_pgs_145-182_date_17_06_10_web.pdf/ - (дата обращения: 21.10.2020).
8. Lepienski C.M., Giacometti J A., Leal Ferreira G.F., Freire Jr. F.L., Achete C.A. Electric field distribution and near-surface modifications in soda-lime glass submitted to a dc potential // *J. Non-Cryst. Solids*. – 1993. – V. 159. – N 3. – P. 204-212.

Д.В. Расходчиков^{1,2}, В.П. Каасик^{1,2}, В.В. Журихина^{1,2}¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,²Санкт-Петербургский академический университет им. Ж.И. Алферова РАН

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО В КОРОННОМ РАЗРЯДЕ НАТРИЕВО-КАЛЬЦИЕВОГО СИЛИКАТНОГО СТЕКЛА

В работе исследовалась катодолюминесценция поляризованных в коронном разряде образцов стекла. При температуре поляризации подвижность содержащихся в стекле щелочных ионов достаточна для того, чтобы обеспечить их пространственное перераспределение [1]. В результате, после поляризации в стекле вблизи анодной поверхности остается область отрицательного заряда [1], который создает внутреннее поле. Считается, что это поле снимает центральную симметрию исходно изотропного стекла и обеспечивает генерацию второй гармоники в поляризованной области стекла [2]. Помимо этого, при поляризации могут изменяться структура [3] и объем [4] соответствующей области стекла. Один из методов поляризации стекол основан на использовании коронного разряда [5].

Поскольку при поляризации анодная поверхность стекла не изолирована от доступа атмосферного воздуха, субанодная область стекла обогащается гидрогенизированными примесями. Согласно распространенному мнению, это ионы гидрония H_3O^+ [6], образующиеся из атмосферных паров воды вблизи анодного электрода, которые проникают в стекло в ходе поляризации [1, 6] и занимают положения щелочных ионов, которые смещаются вглубь, в то время как щелочноземельные ионы сохраняют свое положение [7]. В этом случае толщина обедненной щелочными ионами области может быть существенной.

В эксперименте использовались микроскопные слайды толщиной 1 мм, изготовленные из промышленного натриево-кальциево-силикатного стекла, содержащего 14.3 вес.% окиси натрия, 72.2 вес.% SiO_2 , а также щелочно-земельные окислы. При поляризации стекло нагревалось до 300 °С, напряжение коронного разряда составляло 4 кВ.

Скол образца был исследован с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) TESCAN LYRA3. На снимке СЭМ (рис. 1) видна светлая линия, соответствующая, согласно данным измерений, полученным с помощью энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС), глубине, на которой растет концентрация натрия [7]. Предположительно, она соответствует электронам, рассеянным пространственным отрицательным зарядом, накопленным на границе раздела гидрония и щелочных ионов. Этот заряд обусловлен различием подвижности ионов гидрония и натрия: подвижность ионов гидрония более чем на три порядка ниже подвижности ионов натрия.

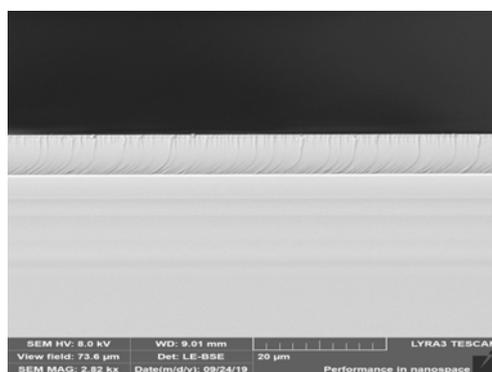


Рис. 1. СЭМ изображение скола образца.

Светлая линия соответствует границе поляризованной области

Для исследования модификации структуры поляризованных областей стекла были использованы измерения катодолюминесценции, поскольку они позволяют эффективно детектировать возникновение и поведение дефектов в материалах. Была исследована интегральная интенсивность катодолюминесценции (КЛ) при перемещении электронного пучка из центра поляризованной в коронном разряде области стекла к периферии. В этом случае диаметр пучка составлял 5 мкм, ток 15 нА, энергия 10 кэВ, пучком было пройдено расстояние 3 мм с шагом 50 мкм. Максимальная регистрируемая длина волны соответствовала 2,8 эВ. Изначально пучок находился в центре поляризованной области, и двигался из неё наружу, в немодифицированную область стекла. Полученная зависимость интенсивности КЛ представлена на рис. 2, она хорошо иллюстрирует снижение интенсивности люминесценции при поляризации, т.к. самая сильная поляризация соответствует именно центру области, располагающемуся под острием, на которое подается высокое напряжение. Это может быть связано с отрицательным зарядом поляризованной области [1], снижающим эффективность электронного облучения.

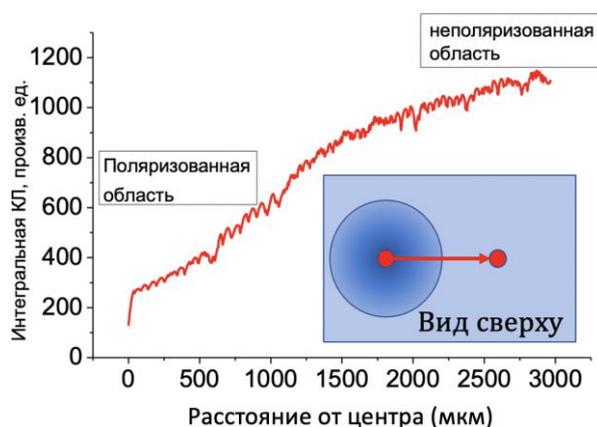


Рис. 2. Интегральная интенсивность катодолюминесценции при перемещении электронного пучка из центра поляризованной в коронном разряде области стекла к периферии

Поскольку структура стекла существенно определяется наличием немостиковых атомов кислорода, концентрация которых может изменяться в результате поляризации [3], нами было исследовано излучение люминесценции на длине волны 650 нм (1.9 эВ), соответствующей этому дефекту [8] – рис. 3.

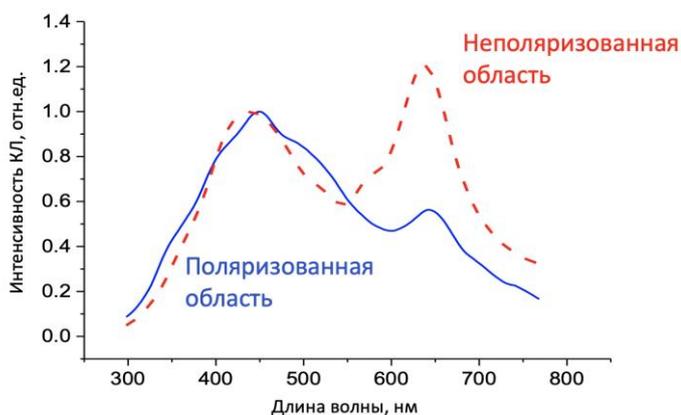


Рис. 3. Нормированные на интенсивность пика 2.7 эВ спектры катодолюминесценции поляризованной и неполяризованной областей стекла

Представленный спектр излучения отнормирован на пик в районе 450 нм (2.7 эВ), который, скорее всего, соответствует двухкоординированному атому кремния (O-Si-O) [9]. На

рис. 3 видно существенное падение люминесценции, соответствующей «свечению» немостиковых атомов кислорода в результате поляризации.

В результате исследования катодолюминесценции натриево-кальциево-силикатного стекла, поляризованного в коронном разряде, продемонстрированы существенное подавление интегральной катодолюминесценции в поляризованной области и уменьшение пика люминесценции немостиковых атомов кислорода на длине волны 650 нм относительно пика люминесценции двухкоординированных атомов кремния. Подавление люминесценции при электронном возбуждении авторы связывают с накоплением объемного отрицательного заряда при поляризации, а падение люминесценции на 650 нм – с обусловленной поляризацией модификацией структуры стекла.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования, проект FSRM-2020-001. Авторы благодарят М.В. Заморянскую и А.И. Дергачева за помощь в измерениях катодолюминесценции и электронную микроскопию, а также А.А. Липовского за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lepienski C.M., Giacometti J.A., Leal Ferreira G.F., Freire Jr F.L., Achete C.A. Electric field distribution and near-surface modifications in soda-lime glass submitted to a dc potential // *J. Non-Cryst. Solids.* – 1993. – V. 159. – N 3. – P. 204-212.
2. An H., Fleming S. Second-order optical nonlinearity and accompanying near-surface structural modifications in thermally poled soda-lime silicate glasses // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2006. – V. 23. – P. 2303
3. Redkov A.V., Melehin V.G., Lipovskii A.A. How Does Thermal Poling Produce Interstitial Molecular Oxygen in Silicate Glasses? // *Journal of Physical Chemistry C.* – 2015. – V. 119(30). – P. 17298-17307.
4. Brunkov P.N., Melekhin V.G., Goncharov V.V., Lipovskii A.A., Petrov M.I. Submicron-resolved relief formation in poled glasses and glass-metal nanocomposites // *Technical Physics Letters.* – 2008. – V. 34(12). – P. 1030-1033.
5. Kazansky P.G., Russell P.St.J., Takebe H. Glass fiber poling and applications // *Journal of Lightwave Technology.* – 1997. – V. 15. – N 8. – P. 1484-1493.
6. Doremus R.H. Mechanism of electrical polarization of silica glass // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – V. 87. – № 23. – P. 1-2.
7. Dergachev A., Lipovskii A.A., Kaasik V.P., Melehin V.G., Redkov A.V., Reshetov I.V., Tagantsev D.K. Control of soda-lime glass surface crystallization with thermal poling // *J. Non. Cryst. Solids. Elsevier.* – 2020. – V. 533. – P. 119899.
8. Зацепин А.Ф., Бирюков Д.Ю., Кортюв В.С., Чолах С.О. Безызлучательная релаксация фотовозбужденных ОО 1-центров в стеклообразном SiO₂ // *Физика твёрдого тела.* – 2002. – Т. 44. – Вып. 9. – P. 1597-1600.
9. Мисюра И.Н., Кононенко С.И., Калатарьян О.В., Журенко В.П., Скиба Р.В., Авотин С.С., Рорхманов Н.Я. Люминесценция кварцевого стекла, индуцированная рентгеновским излучением // *Журнал физики и инженерии поверхности.* – 2016. – Т. 1. – № 3. – P. 282-288.

УДК 539.24; 533.9.082.5; 621.73.82; 621.793.79

Р.А. Шевченко, М.А. Баранов, Е.Н. Величко
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ И ПРОЦЕССОВ САМООРГАНИЗАЦИИ В ТОНКИХ БИМОЛЕКУЛЯРНЫХ ПЛЕНКАХ

Современные полупроводниковые технологии достигли высокой степени развития. Однако, они приближаются к своему пределу функциональности, обусловленному физическими законами. Решением данной проблемы может стать переход от полупроводниковой к биомолекулярной платформе. В настоящее время активно развивается

биомолекулярная электроника, основанная на использовании биологических молекул [1–3]. Биомолекулы могут образовывать комплексы и самособирающиеся слои на поверхности субстрата, хранить, преобразовывать и передавать энергию [1, 4]. Современная биомолекулярная электроника является развивающейся технологией, нацеленной на развитие электронных, в том числе оптоэлектронных устройств, использующих уникальные свойства электрической и оптической активности молекулярных органических компонентов. К настоящему времени имеются заметные достижения в создании молекулярных функциональных элементов на основе полимерных и биологических макромолекул [5]. В меньшей степени развиты технологии на основе биомолекулярных пленок.

Стабильные биомолекулярные пленки на подложках представляют значительный научный и практический интерес для создания элементов биомолекулярной электроники [6]. Это динамически организованные системы, в состав которых входят как белки, так и пептиды. Подобные пленки формируются за счет протекания в них процессов самоорганизации. Исследование данных процессов является сложной фундаментальной задачей [7, 8]. Изучать процессы самоорганизации можно как на микроуровне, рассматривая процесс фолдинга белков, так и на макроуровне, исследуя формирование диссипативных структур в биомолекулярных пленках.

С учетом того, что работа любого вида электроники связана с протеканием токов и потоков энергии, присутствием в микросхемах электромагнитных полей малых величин, а также наличия внешних электромагнитных помех, исследование влияния внешних электромагнитных полей на образование структур в биомолекулярных пленках является актуальной задачей. Таким образом, в данной работе было проведено исследование процессов самоорганизации в пленках раствора белка альбумина под действием внешнего электрического поля с помощью метода оптической микроскопии.

Цель работы: провести исследование образования структур в пленках биологических жидкостей, полученных методом изотермального обезвоживания под действием внешнего электрического поля.

Для экспериментов были подготовлены растворы объемом 2 мл с концентрациями жидкого альбумина 2% и 5%. Растворы были помещены в чашки Петри с диаметром 20 мм. В качестве экспериментальной модели использовался белок альбумин (Biotest Pharma GmbH (Dreieich, Germany)) с исходной концентрацией 20%.

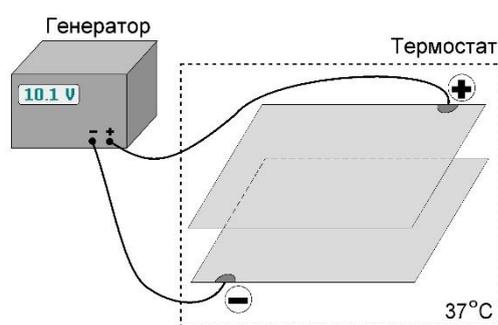


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Она состояла из двух пластин размером $100 \times 100 \text{ мм}^2$, выполненных из нержавеющей стали в качестве обкладок и генератора. К пластинам было подведено постоянное напряжение, линии напряженности электрического поля были направлены перпендикулярно поверхности образцов снизу вверх. Описанная конструкция без источника напряжения помещалась в термостат с температурой 310 К. Экспериментальные образцы пленок размещались между пластинами, расстояние между которыми составляло 20 мм. Были проведены опыты с приложением внешнего

электрического поля с напряженностями 0,5, 1, 2 и 5 В/см. Далее с помощью микроскопа Olympus CX43 были получены изображения с разрешением 1280x960.

В ходе экспериментов были получены плёнки с различными структурами. Результаты представлены на рис. 2.

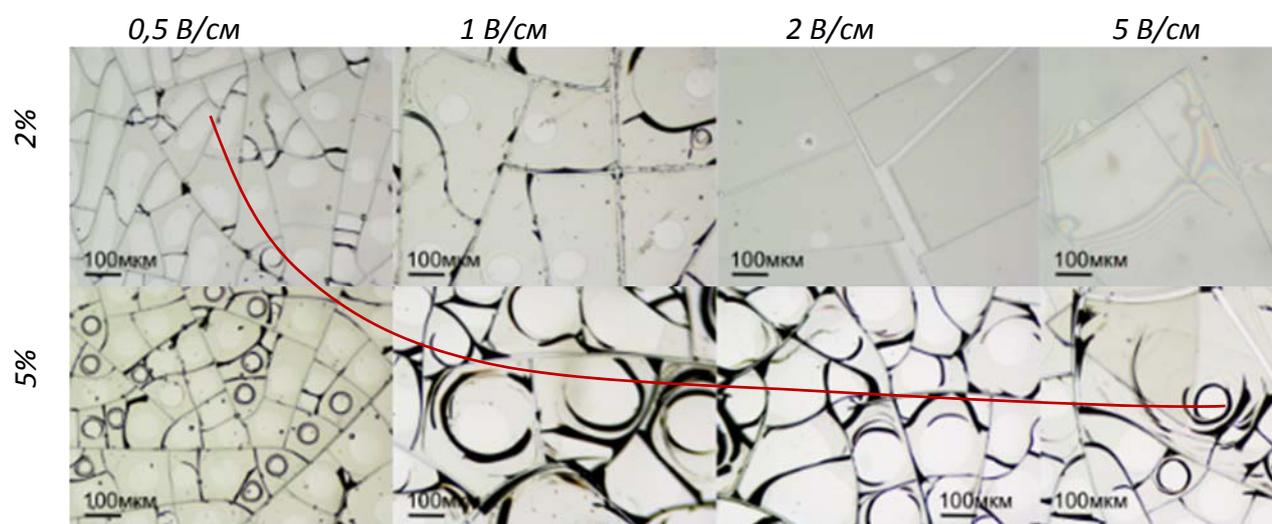


Рис. 2. Фотографии пленок, полученных из водного раствора белка альбумина при различных концентрациях белка и различной напряженности внешнего электрического поля; красной линией поверх фотографий показан тренд образования спиральных структур

Как видно из полученных изображений, при приложенных небольших внешних электрических полях образуются структуры спирального вида. А при полях выше 1 В/см и концентрации раствора меньше 5% образования данных структур не наблюдается. Возможно, что при данном расположении электродов и вектора напряженности электрического поля, происходит нарушение адгезии жидкого кристалла белка и поверхности кюветы, и как следствие, отсутствие спирального растрескивания белковой пленки. Кривая на рис. 2 в данном случае отображает тренд более точного изменения таких параметров как концентрация раствора и напряженность электрического поля. Ее характер не является линейным, так как на изгибе будет наблюдаться изменения геометрии структур. Таким образом можно считать, что на характер структур влияет как внешнее электрическое поле, так и концентрация раствора.

Таким образом, в работе были проведены исследования образования различных структур под воздействием внешнего электрического поля. Показано, что на процессы формирования спиральных структур влияет величина напряженности внешнего электрического поля и концентрация белков в растворе. Таким образом, можно управлять параметрами биомолекулярных пленок (размер структур, адгезия пленок), задавая различные параметры эксперимента, например, величину внешнего электрического поля. Данные результаты являются полезными для проектирования функциональных устройств биомолекулярной электроники, основанных на биомолекулярных пленках.

В дальнейшем планируется проведение подобных экспериментов с приложенным электромагнитным полем, а также с добавлением различных солей для изучения влияния состава биологической жидкости на формирование дендритных и спиральных структур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Величко Е.Н., Цыбин О.Ю. Биомолекулярная электроника. Введение. – 2011. – С. 40-57.
2. Огурцов А.Н. Самоорганизация биологических систем. – 2014. – С. 55-56.
3. Galeeva M.A. et al. On specific features of the endoscopic image processing // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V. 1236. – N 1. – P. 012036.

4. Dolganov P.V., Cluzeau P., Dolganov V.K. Interaction and self-organization of inclusions in two-dimensional free-standing smectic films // *Liquid Crystals Reviews*. – 2019. – V. 7. – N 1. – P. 1-29.
4. Baranov M.A. et al. Kinetics of structuring of protein solutions in magnetic fields in dehydration // *2017 Progress In Electromagnetics Research Symposium-Spring (PIERS)*. – 2017. – P. 42-44.
5. Минкин В.И. Бистабильные органические, металлоорганические и координационные соединения для молекулярной электроники и спинтроники // *Известия Академии наук*. – 2008. – № 4. – С. 673-703.
6. Baranov M.A., Nepomnyashchaya E.K. The study of self-organization of molecular complexes by means of an acoustic field // *International Research Conference on Science, Education, Technology and Management*. – 2017. – P. 288-291.
7. Никулин Ю.В. Модификация структурных и магнитных свойств тонких плёнок ферромагнитных металлов, наносимых на монокристаллические подложки для приборов магнитоэлектроники: дис. – Саратов, 2014.
8. Bai Y., Luo Q., Liu J. Protein self-assembly via supramolecular strategies // *Chem. Soc. Rev.* – 2016. – V. 45. – N 10. – P. 2756-2767.

ОБЪЕДИНЕННАЯ СЕКЦИЯ «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА» И «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА»

УДК 539.12

Я.А. Бердников, Ю.М. Митранков
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ФАКТОРЫ ЯДЕРНОЙ МОДИФИКАЦИИ ϕ -МЕЗОНА И ОТНОШЕНИЯ ВЫХОДОВ ϕ/π^0 В Cu+Au ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

Одной из главных задач эксперимента PHENIX [1] на ускорителе релятивистских тяжелых ионов RHIC [2] является изучение характеристик кварк-глюонной плазмы (КГП) [3]. Одним из способов исследования свойств КГП является изучение выходов нейтральных мезонов в релятивистских столкновениях различных ядер. Одним из основных признаков образования КГП является эффект гашения струй, который проявляется в подавлении выходов адронов в области больших поперечных импульсов p_T . Другим важным признаком образования КГП является «увеличение выхода странности», которое проявляется в увеличении отношения выходов частиц, содержащих (анти)странные кварки, к выходам адронов, состоящих из кварков только первого поколения, в столкновениях тяжелых ионов по сравнению с $p+p$ столкновениями. В данной статье исследовались выходы ϕ -мезонов в Cu+Au взаимодействиях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, потому что ϕ -мезон содержит s и \bar{s} кварки и измерим в области больших p_T . Для систематического изучения свойств КГП были исследованы отношения выходов векторных и псевдоскалярных мезонов ϕ/π^0 , и произведены теоретические расчеты с помощью генератора AMPT (a Multi Transport Model) [4].

Целью настоящей работы является изучение особенностей рождения ϕ -мезона в столкновениях Cu+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX.

Измерения рождения ϕ -мезона проводились в Cu+Au взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области псевдобыстроты $|\eta| < 0.35$ в эксперименте PHENIX. Выходы ϕ -мезона восстанавливались по каонному каналу распада $\phi \rightarrow K^+K^-$ с вероятностью распада $Br = 0.489 \pm 0.005$. Более подробная информация об измерении факторов ядерной модификации ϕ -мезона в Cu+Au взаимодействиях содержится в [5]. Теоретические расчеты проводились с помощью пакета AMPT. Модель партонных взаимодействий AMPT – одна из широко используемых транспортных моделей, предназначенная для моделирования всех A+B систем взаимодействия как при энергиях коллайдера RHIC, так и LHC. AMPT с надстройкой «String Melting» включает в себя образование начальных частиц сразу после первичного столкновения двух налетающих ядер, упругий партонный каскад, то есть полностью партонную фазу КГП, последующий процесс адронизации, основанный на модели рекомбинации кварков и адронный каскад.

На рис. 1 представлены факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в центральных Cu+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ в области малых быстрот $|y| < 0.35$. Полученные значения факторов ядерной модификации R_{AB} ϕ -мезонов значительно меньше единицы ($R_{AB} \approx 0.45$), в области поперечного импульса $p_T > 5$ ГэВ/с. Возможно, это является следствием потери (анти)странными кварками энергии в КГП, то есть проявление эффекта гашения струй. Факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в центральных Cu+Au столкновениях, рассчитанные с помощью пакета AMPT с надстройкой «String Melting» находятся в согласии полученными в эксперименте результатами, что, вероятно, подтверждает образование КГП в данной системе столкновений.

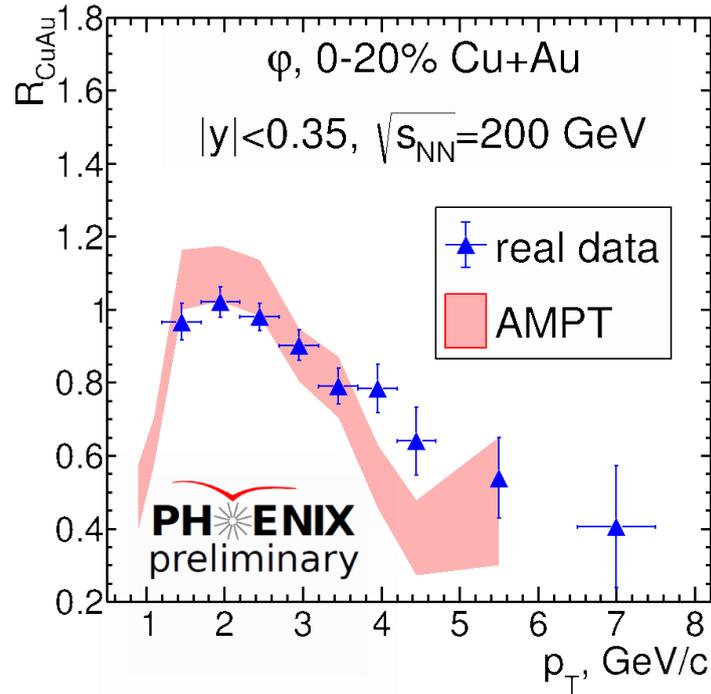


Рис. 1. Факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в центральных 0-20% Cu+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ в области малых быстрот $|y| < 0.35$ и расчеты с помощью пакета AMPT

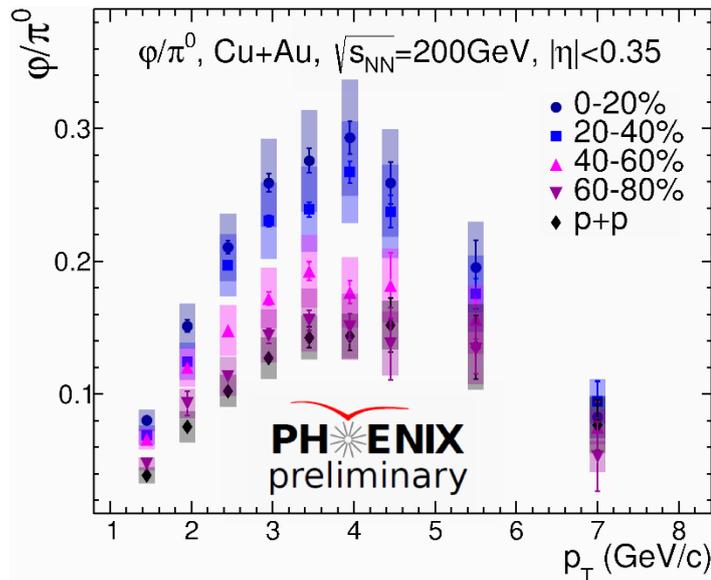


Рис. 2. Отношения выходов ϕ -мезонов к выходам π^0 -мезонов в Cu+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ в области малых быстрот $|y| < 0.35$

На рис. 2 представлены отношения выходов ϕ -мезонов, состоящих из s и \bar{s} кварков, к выходам π^0 -мезонов, состоящих из кварков первого поколения (u , d), в Cu+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ. Как видно на рисунке, в области промежуточных поперечных импульсов $2 < p_T < 5$ ГэВ/с отношение выходов ϕ/π^0 увеличивается от p+r столкновений к центральным Cu+Au взаимодействиям. Это, возможно, есть эффект «увеличения выхода странности». В области больших поперечных импульсов $p_T > 5$ ГэВ/с, отношение выходов ϕ/π^0 одинаково во всех системах и центральностях, как возможное следствие эффекта гашения струй.

Таким образом, в ходе работы были изучены особенности рождение ϕ -мезонов в центральных Cu+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ в области малых быстрот $|y| < 0.35$.

Были обнаружены признаки образования КГП – эффект гашения струй и «увеличенный выход странности». Теоретические расчеты с помощью программного пакета АМРТ, учитывающего рождение КГП, находятся в согласии с полученными в эксперименте результатами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Harrison M., Ludlam T., Ozaki S. RHIC project overview // Nucl. Instr. And Meth. – 2003. – V. A499. – P. 235-244.
2. Adcox K. et al. PHENIX detector overview // Nucl. Instrum. Meth. – 2003. – V. A499. – P. 469-479.
3. Adcox K. et al. (PHENIX Collab.) Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 757. – P. 184-283.
4. Lin Z.-W., Ko C.M., Li B.-A., Zhang B., Pal S. // Phys. Rev. C. – 2005. – V. 72. – P. 064901.
5. Berdnikov A., Berdnikov Ya., Kotov D., Mitrankov Yu. Phi meson measurements in Cu+Au collisions at 200 GeV and in U+U collisions at 192 GeV // J. Phys.: Conf. Ser. – 2018. – V. 1135. – P. 012044.

УДК 539.12

В.С. Борисов, Д.О. Котов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

АЛГОРИТМ ВЕРИФИКАЦИИ КООРДИНАТ ТРЕКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

Важным событием для ядерной физики стал запуск в 2000 году релятивистского коллайдера тяжелых ионов (Relativistic Heavy Ion Collider, RHIC) в Брукхейвенской Национальной Лаборатории, США [1]. Один из экспериментов на коллайдере RHIC является PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) [2]. В эксперименте PHENIX возможно одновременно измерять адроны, лептоны и фотоны. Важным аспектом в эксперименте является подтверждение координат треков заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях, так как заряженные частицы несут основную информацию о свойствах столкновения тяжелых ионов.

Целью данной работы является разработать алгоритм верификации координат треков заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях.

Для восстановления треков во время пролетной камере нужно знать две координаты – угол ϕ (ϕ , рад) и координату z (см). С этими координатами связаны переменные $\text{tofd}\phi$ и $\text{tofd}z$, которые являются проекцией восстановленных треков в время пролетной системы. Эти проекции можно использовать для уменьшения фона от вторичных частиц (частиц, не происходящих из вершины события), применяя ограничения к отклонению положения фактически связанных попаданий от проекции модели трека. Обычно оценка считается относительно стандартных отклонений, зависящих от импульса. Если калибровка выполнена правильно, среднее значение относительного отклонения должно быть равно 0, а среднеквадратичное значение должно быть равно 1. Для работы с время-пролетной системой нужно аппроксимировать одномерные распределения $\text{tofd}\phi$ и $\text{tofd}z$ в разных интервалах по поперечному импульсу (p_T) и по пересечению первого слоя падовой камеры (z_{ed}) и привести их к стандартному нормальному распределению [3]. На рис. 1 показан пример распределения $\text{tofd}\phi$, которое аппроксимировано суммой трех функций Гаусса.

Распределения $\text{tofd}\phi$ и $\text{tofd}z$ строятся для 18 интервалов по поперечному импульсу, от 0.4 до 4.0 ГэВ/с с шагом 0.2 ГэВ/с и для 10 интервалов по z_{ed} , от -70 до 70 см с шагом 13 см. Далее строятся графики математического ожидания и среднеквадратичного отклонения результирующего Гауссовского распределения для переменных $\text{tofd}\phi$ и $\text{tofd}z$ для положительно и отрицательно заряженных частиц [4]. На рис. 2 представлены зависимости

величин математического ожидания и среднеквадратичного отклонения Гауссовского распределения для переменной $tofdphi$ и положительно заряженных частиц.

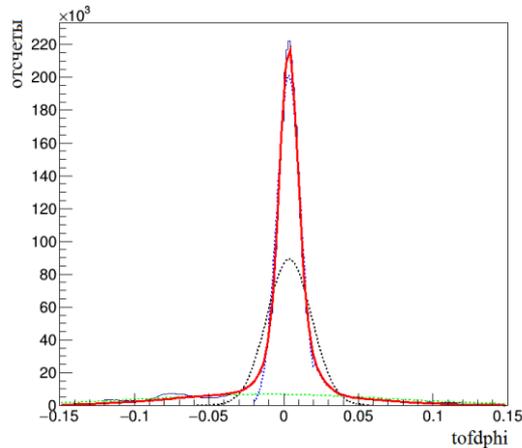


Рис. 1. Распределение по переменной $tofdphi$ для положительно заряженных частиц. Аппроксимация выполнена суммой трех функций Гаусса. Красная линия – результирующая функция аппроксимации

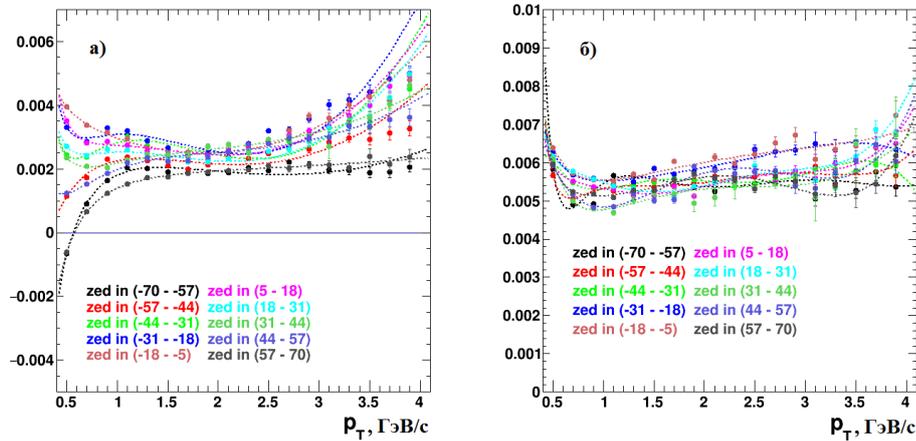


Рис. 2. Зависимости математического ожидания (а) и среднеквадратичного отклонения (б) от поперечного импульса для 10 интервалов по zed величины $tofdphi$ для положительно заряженных частиц

Графики математического ожидания ($Mean(p_T)$) и среднеквадратичного отклонения ($Sigma(p_T)$) аппроксимируются функциями, которые описаны в формулах 1 и 2.

$$Mean(p_T) = A_0 + A_1 \cdot p_T + \frac{A_2}{p_T} + A_3 \cdot p_T^2 + \frac{A_4}{\sqrt{p_T}}, \quad (1)$$

$$Sigma(p_T) = B_0 + B_1 \cdot p_T + \frac{B_2}{p_T} + B_3 \cdot p_T^2 + B_4 \cdot p_T^3 + B_5 \cdot p_T^4 + \frac{B_6}{\sqrt{p_T}}, \quad (2)$$

где $A_0 - A_4$, $B_0 - B_6$ – свободные параметры аппроксимации, p_T – поперечный импульс.

Далее строятся распределения переменных $tofsdphi$ и $tofsdz$, которые определяются по формулам 3 и 4 и аппроксимируются суммой трех функций Гаусса. Функции $Mean(p_T)$ и $Sigma(p_T)$ разные для переменных phi и z .

$$tofsdphi = \frac{tofdphi - Mean_1(p_T)}{Sigma_1(p_T)}, \quad (3)$$

$$tofsdz = \frac{tofdz - Mean_1(p_T)}{Sigma_1(p_T)}. \quad (4)$$

Выполнение такой процедуры несколько раз приводит распределение $tofsdphi$ и $tofsdz$ к стандартному нормальному распределению.

На рис. 3 представлены зависимости математического ожидания и среднеквадратичного отклонения от p_T результирующего Гауссовского распределения для переменных $tofsdphi$ и

tof_{sdz} для положительно и отрицательно заряженных частиц. Зависимости математического ожидания и среднеквадратичного отклонения аппроксимированы формулами 1 и 2, соответственно. Из графиков видно, что математическое ожидание для всех интервалов по zed и во всем исследуемом диапазоне по поперечному импульсу равно нулю, а среднеквадратичное отклонение – единице.

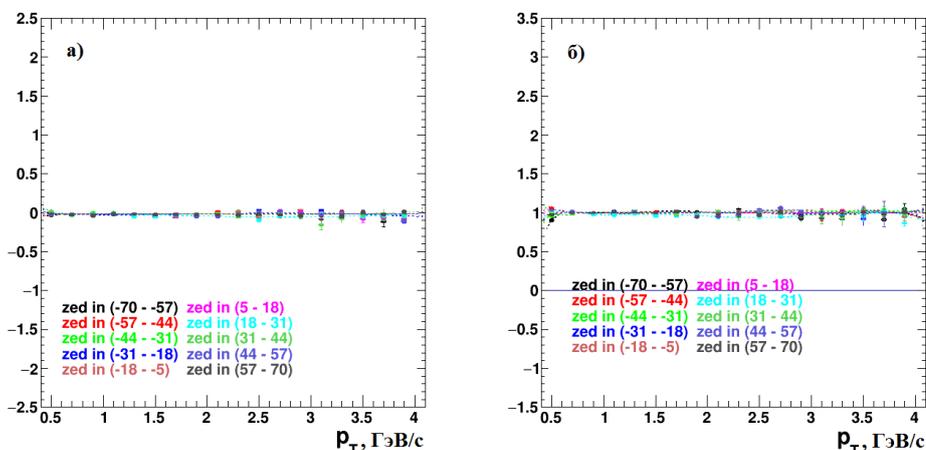


Рис. 3. Зависимости математического ожидания (а) и среднеквадратичного отклонения (б) от поперечного импульса для 10 интервалов по zed величины tof_{sdphi} для положительно заряженных частиц

Таким образом, в процессе разработке алгоритма верификации координат треков заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях одномерные распределения по переменным tof_{dphi} и tof_{dz} были приведены к стандартному нормальному распределению и соответствуют новым переменным tof_{sdphi} и tof_{sdz} . Для подтверждения координат треков заряженных частиц будет использован доверительный интервал в 2σ , то есть $|tof_{sdphi}| < 2$ и $|tof_{sdz}| < 2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adcox K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 757. – P. 184-283
2. Allen M. et al. PHENIX detector overview // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2003. – V. 499. – P. 549-559.
3. Berdnikov A. Ya., Berdnikov A. Ya., Borisov V. S. et al. Production of K^* -mesons in the copper-gold nuclei collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. – 2020. – V. 13. – Iss. 2. – P. 142-151.
4. Бердников А.Я., Бердников Я.А., Борисов В.С. и др. Измерения $K^*(892)$ мезона в системе столкновений меди и золота при энергии 200 ГэВ // Изв. РАН. Сер. физ. – 2020. – Т. 82. – № 12. – С. 1791-1795.

УДК 539.12

М.М. Митранкова, Ю.М. Митранков
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ОСОБЕННОСТИ РОЖДЕНИЯ ϕ -МЕЗОНОВ В РЕАКЦИИ P+A1 ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ

Основной задачей в области ядерной физики высоких энергий является количественная оценка и описание кварк-глюонной плазмы (КГП) [1] – состояния вещества, обладающего высокими температурой и плотностью. Эксперимент ФЕНИКС [2] на коллайдере RHIC

позволяет изучать свойства и характеристики КГП в лабораторных условиях. Наблюдение эффекта гашения струй, увеличенного выхода странности по сравнению с протон-протонными столкновениями и изучение потоков различного порядка в столкновениях тяжелых ионов (таких как Au+Au, Cu+Au, U+U [3]) свидетельствовало об образовании КГП в таких столкновениях [1]. В то же время динамика протон-протонных столкновений была полностью описана в рамках квантовой хромодинамики. Ранее считалось, что размер таких систем столкновений как p+Au, d+Au, He+Au слишком мал для создания значительного количества горячей ядерной материи, которая в любом случае будет очень короткоживущей. Однако, изучение эллиптических и трайгулярных потоков в малых системах столкновений показало, что минимальные условия формирования КГП требуют уточнения [4]. Особый интерес представляет изучение возможного формирования КГП в p+Al столкновениях, так как эта система является наименьшей после элементарных протон-протонных столкновений, доступной на коллайдере RHIC. Измерение выходов ϕ -мезона, который является практически чистым наиболее легким связанным состоянием s и \bar{s} кварков, и измерим до большого поперечного импульса, является одним из способов изучения эффектов КГП в столкновениях релятивистских ионов.

Целью настоящей работы является измерение факторов ядерной модификации ϕ -мезона в столкновениях p+Al при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX и сравнение полученных результатов с теоретическими расчетами в рамках модели UrQMD [4].

Экспериментальный набор данных, используемый в анализе столкновений p+Al, был получен на детекторе ФЕНИКС в 2015 году при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот. Измерение рождения ϕ -мезона проводилось по каонному каналу распада. Значения массы ϕ -мезона, ширина и вероятность распада по каонному каналу (Br) представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры ϕ -мезона

Мода распада	Масса, МэВ/ c^2	Γ , МэВ	Br , %
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	1019.455 ± 0.020	4.26 ± 0.04	48.9 ± 0.5

В настоящей работе проведено сравнение полученных экспериментальных значений факторов ядерной модификации ϕ -мезонов в p+Al столкновениях с теоретическими предсказаниями, полученными с помощью программного пакета UrQMD. Ультррелятивистская модель квантовой молекулярной динамики (Ultrarelativistic-Quantum-Molecular-Dynamics – UrQMD) – это микроскопическая модель, используемая для моделирования ультррелятивистских столкновений тяжелых ионов в широком диапазоне энергий, в том числе и при энергиях, доступных на коллайдере RHIC. Основной задачей модели UrQMD является исследование в рамках единой транспортной модели таких явлений как образование плотной адронной материи при высоких температурах и образование и изменение странности в материи. Базовая модель UrQMD не включает модель гидродинамики для описания кварк-глюонной плазмы и может служить для описания взаимодействий, в которых, как предполагается, КГП не образуется.

На рис. 1 представлены факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в p+Al столкновениях при энергии 200 ГэВ в области малых быстрот для 4 классов событий по центральности. Полученные значения факторов ядерной модификации ϕ -мезонов равны единице в пределах неопределенностей, что может указывать на отсутствие коллективных эффектов во взаимодействии.

На рис. 2 представлено сравнение полученных экспериментальных результатов со значениями факторов ядерной модификации ϕ -мезонов, рассчитанными в рамках модели UrQMD с параметрами, заданными по умолчанию, для двух классов событий по центральности. Из данного сравнения следует, что, хотя значения расчетных факторов

ядерной модификации ϕ -мезонов близки к экспериментальным значениям в пределах погрешностей, полного согласия не наблюдается. На основании проделанной работы необходимо провести дальнейшее сравнение измеренных факторов ядерной модификации ϕ -мезонов с предсказаниями гидродинамических моделей, учитывающих рождение КПП.

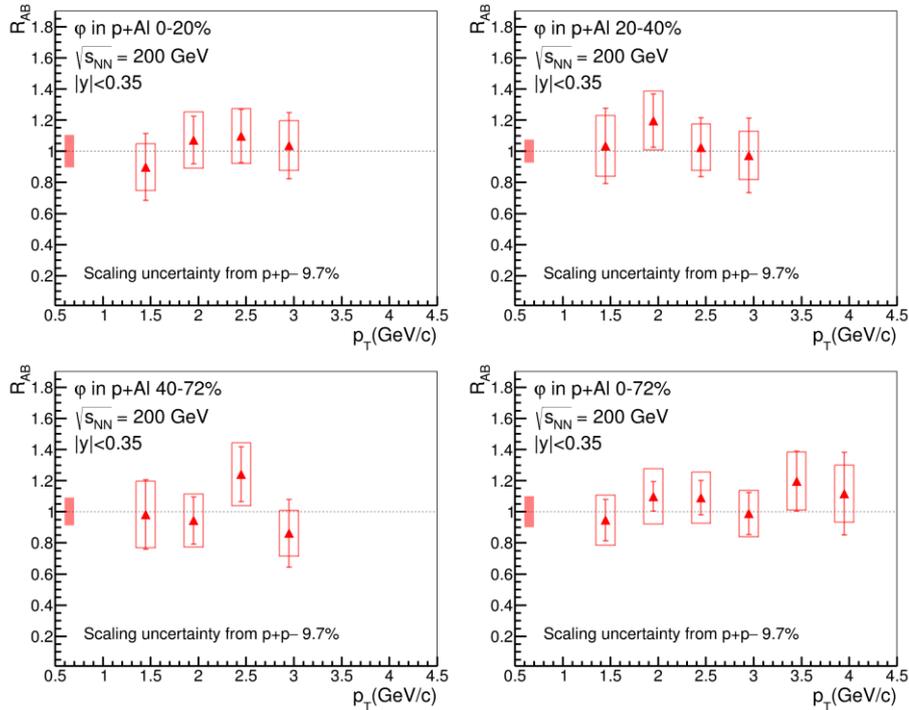


Рис. 1. Факторы ядерной модификации ϕ -мезона в столкновениях p+Al при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот для четырех классов центральности

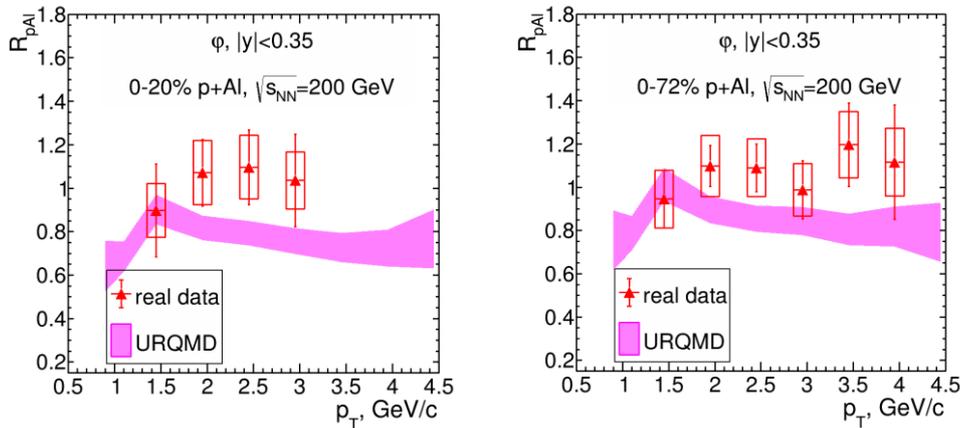


Рис. 2. Сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов, полученных в эксперименте PHENIX, и факторов ядерной модификации ϕ -мезонов, рассчитанных в рамках модели UrQMD с параметрами, заданными по умолчанию, p+Al столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот для двух классов событий по центральности

Таким образом, в ходе работы были измерены факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в столкновениях p+Al при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в области малых быстрот. Полученные значения факторов ядерной модификации ϕ -мезонов равны единице в пределах неопределенностей, что может указывать на отсутствие коллективных эффектов во взаимодействии. Также было произведено моделирование рождения ϕ -мезонов в таких

столкновениях в рамках модели UrQMD. На основании проделанной работы необходимо провести дальнейшее сравнение измеренных факторов ядерной модификации ϕ -мезонов с предсказаниями гидродинамических моделей, учитывающих рождение КГП.

Работа выполнена в рамках Государственного задания на проведение фундаментальных исследований (код темы FSEG-2020-0024).

ЛИТЕРАТУРА

1. Arsene I. et al. Quark Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 757.
2. Harrison M., Ludlam T., Ozaki S. RHIC project overview // Nucl. Instr. Meth. – 2003. – V. A499. – P. 235-244.
3. Berdnikov A., Berdnikov Ya., Kotov D., Mitrnkov Yu. Phi meson measurements in Cu+ Au collisions at 200 GeV and in U+ U collisions at 192 GeV // J. Phys.: Conf. Ser. – 2018. – V. 1135. – P. 012044.
4. Bleicher M., Zabrodin E., Spieles C. et. al. Relativistic Hadron-Hadron Collisions in the Ultra-Relativistic Quantum Molecular Dynamics Model (UrQMD) // J. Phys. – 1999. – V. G25. – P. 1859-1896.

УДК 539.1.06

А.А. Васильев¹, И.Г. Голиков², А.И. Халиков¹

¹ «Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДОЗНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПУЧКА ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 ГэВ ПРИ РОТАЦИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

В данной работе предложен математический метод расчета глубинных распределений дозы от мононаправленного пучка протонов с энергией 1 ГэВ при использовании ротации объекта облучения на синхроциклотроне СЦ-1000 [1]. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными распределениями дозы, полученными методом термолюминесцентной дозиметрии. Для формирования и фокусировки пучка применяются магнитные элементы. Такой метод формирования протонных пучков имеет ряд преимуществ [2]. Пучок получается практически чистым от вторичных компонент, рождающихся в коллиматорах. При магнитном методе формирования получаются пучки с пространственным градиентом дозы, зависящим от поперечного размера.

Другая особенность заключается в применении техники подвижного облучения, реализуемой поворотом объекта на лучевой установке попеременно вокруг двух осей. Основными элементами лучевой установки, иначе именуемой установкой для протонной стереотаксической терапии [3], являются прибор-фиксатор головы и основание лечебного стола, способные совершать поворот на фиксированные углы вокруг изоцентра. Таким образом, при использовании изоцентрического поворота элементов установки мононаправленный пучок протонов воздействует на мишень с различных направлений. Узкий пучок протонов с энергией 1 ГэВ в сочетании с ротационным методом облучения позволяет создавать дозные поля с высоким пространственным градиентом на границе пучка, при этом нормальные ткани и критические органы остаются в высокой степени сохраненными. Важной задачей при планировании лучевой терапии, в частности, терапии протонами с энергией 1 ГэВ, является моделирование и расчет дозных полей.

Главную роль в формировании глубинного дозного распределения играет поворот объекта вокруг осей OX и OZ на рассчитанные углы, определяемые при планировании облучения. Прибор-фиксатор головы совершает маятникообразное движение вокруг оси OX на угол ϕ в диапазоне от $-\alpha$ до $+\alpha$, формируя дозное распределение в вертикальной плоскости,

основание лечебного стола при этом неподвижно. В свою очередь, для формирования дозного распределения в горизонтальной плоскости основание установки совершает поворот вокруг оси OZ на угол θ , прибор-фиксатор головы при этом неподвижен. Схема движения указана на рис. 1.

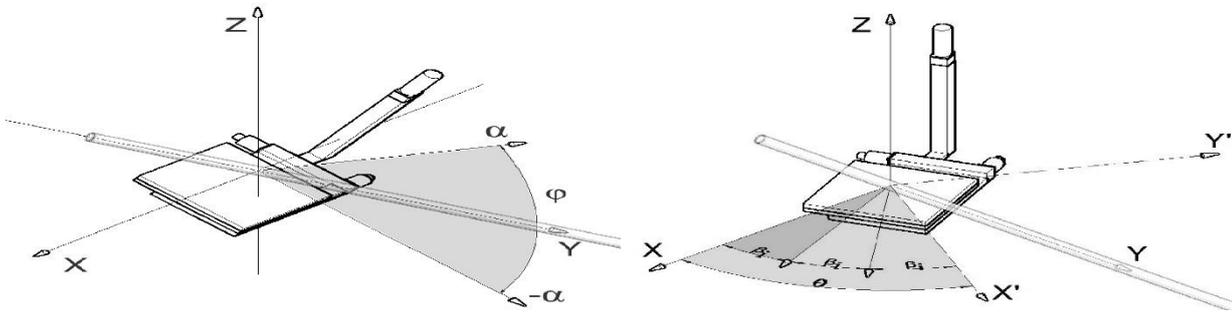


Рис. 1. Схема поворотов объекта облучения вокруг оси OX и оси OZ

В общем случае алгоритм лучевой терапии выглядит следующим образом. Перед стартом облучения элементы установки переводятся в начальное положение: прибор-фиксатор головы поворачивается на угол $-\alpha$, основание лечебного стола поворачивается на угол $-\theta$. Одновременно с включением пучка запускается движение прибора-фиксатора головы, основание стола при этом находится в неподвижном положении. Прибор-фиксатор совершает поворот от $-\alpha$ до $+\alpha$. При достижении крайнего положения $+\alpha$, прибор-фиксатор останавливается. Затем основание стола начинает поворот вокруг оси OZ на угол β_i , который равен θ/n , где θ – совокупный угол поворота установки вокруг оси OZ за все время облучения, n – количество разбиений угла θ , определяемое в системе планирования. После достижения угла β_i , движение стола прекращается, запускается поворот прибора-фиксатора в обратную сторону, то есть от $+\alpha$ до $-\alpha$.

Введем неподвижную систему координат, связанную с лучевой установкой – XYZ , ось OY которой направлена вдоль пучка. Распределение частиц внутри сформированного пучка хорошо описывается функцией Гаусса, поэтому распределение мощности дозы в плоскости XOZ можно выразить в следующем виде:

$$\dot{D}(x, y, z) = \dot{D}_m \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right), \quad (1)$$

где \dot{D}_m – мощность дозы на оси пучка; $\sigma = 0,4247 * FWHM$, где $FWHM$ – полная ширина на половине высоты распределения мощности дозы в поперечном сечении пучка.

Обозначим подвижную систему координат, связанную с мишенью – $X'Y'Z'$. В начальном положении системы координат XYZ и $X'Y'Z'$ совпадают. При повороте системы координат $X'Y'Z'$ старые координаты можно выразить через новые с помощью матрицы поворота. Матрица поворота a_{ik} представляет собой матрицу направляющих единичных векторов.

Доза в произвольной точке мишени получается интегрированием мощности дозы по времени. При вычислении дозы, полученной за время изменения угла φ произведем замену переменной интегрирования t на φ , используя соотношение $\varphi = t \cdot \omega_1$.

$$D_1(x', y', z') = \frac{\dot{D}_m}{\omega_1} \cdot \sum_{i=1}^n \left[\int_{-\alpha}^{\alpha} \exp\left(-\frac{(x' \cdot \cos \beta_i - y' \cdot \sin \beta_i \cdot \cos \varphi + z' \cdot \sin \beta_i \cdot \sin \varphi)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y' \cdot \sin \varphi + z' \cdot \cos \varphi)^2}{2\sigma_z^2}\right) d\varphi \right]. \quad (2)$$

Доза за время изменения угла θ рассчитывается аналогичным образом:

$$D_2(x', y', z') = \frac{\dot{D}_m}{\omega_2} \cdot \sum_{i=1}^{n-1} \left[\int_{\beta_i}^{\beta_{i+1}} \exp\left(-\frac{(x' \cdot \cos \theta - y' \cdot \sin \theta \cdot \cos \alpha_i + z' \cdot \sin \theta \cdot \sin \alpha_i)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y' \cdot \sin \alpha_i + z' \cdot \cos \alpha_i)^2}{2\sigma_z^2}\right) d\theta \right], \quad (3)$$

где ω_1 и ω_2 – угловые скорости поворота на соответствующие углы, рад/с.

Формула (2) дает значение дозы в произвольной точке мишени, полученное во время поворота прибора-фиксатора головы, формула (3) – значение дозы в той же точке, полученное во время поворота основания стола. Поскольку доза является аддитивной величиной, полная доза в произвольной точке мишени за все время облучения равна сумме доз, рассчитанных по формулам.

Для экспериментальной проверки полученных в результате расчета дозных распределений использовали метод термолюминесцентной дозиметрии на основе детекторов LiF. Детекторы помещаются в специальные матричные кассеты, которые устанавливаются в двух взаимно перпендикулярных плоскостях сферического гомогенного фантома, моделирующего голову человека.

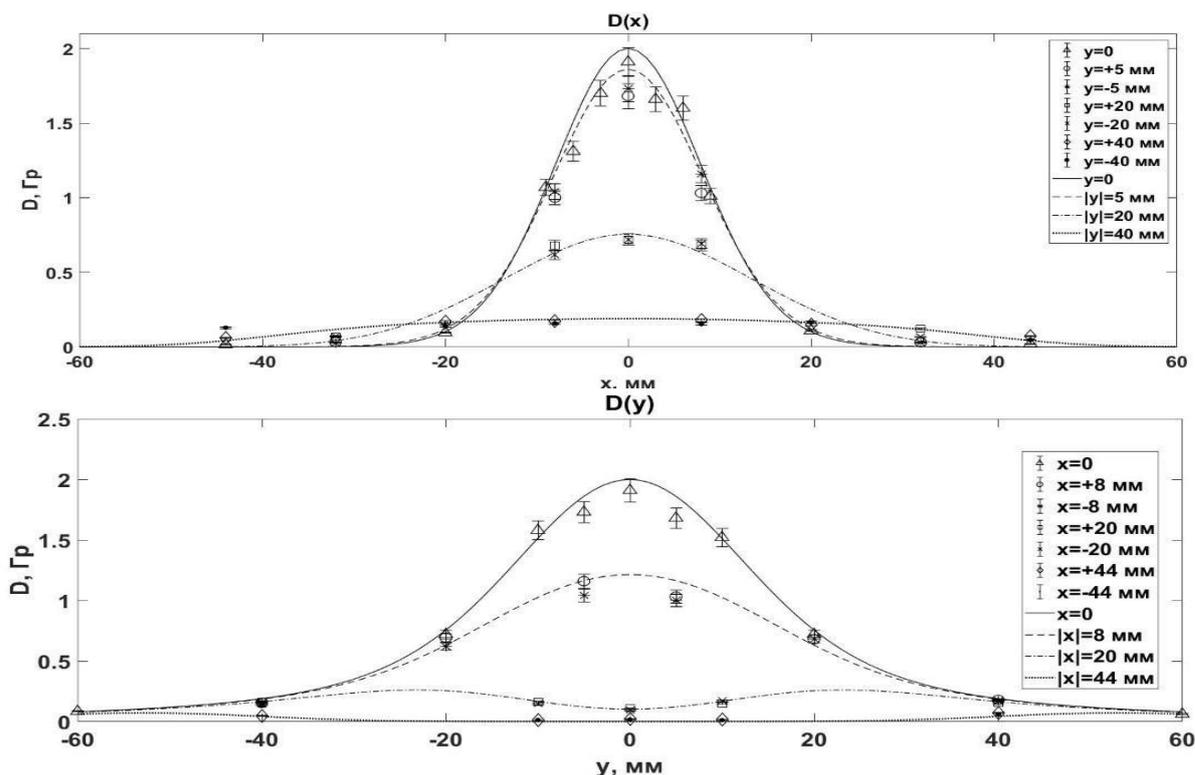


Рис. 2. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

На рис. 2 показано сравнение рассчитанных дозных распределений в плоскости XOY с результатами измерений.

Сравнение показало, что расчетная модель согласуется с экспериментом и может быть использована при планировании радиационной терапии на синхротроне СЦ-1000. Наблюдаются занижение дозы на периферии, что объясняется вкладом рассеянного в мишени излучения. Тем не менее, это расхождение не имеет принципиального значения, так как дозы на порядок меньше доз в изоцентре. В дальнейшем планируется учесть рассеянное излучение в математической модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гранов А.М., Тютин Л.А., Шалек Р.А. и др. Сорокалетний опыт клинического применения пучка протонов с энергией 1000 МэВ на базе синхротрона Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова // Мед. физика. – 2016. – № 2(70). – С. 10-17.
2. Абросимов Н.К., Карлин Д.Л., Низковолос В.Б. Глубинные дозные поля при подвижном облучении пучками протонов с энергией 1000 МэВ. – Препринт ЛИЯФ № 1203, 1986. – 19 с.
3. Брожик Д.С. и др. Статус медицинского протонного комплекса НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ. – Препринт ПИЯФ № 3045, 2020. – 47 с.

ЧИСЛА НУКЛОНОВ УЧАСТНИКОВ И ПАРНЫХ НУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР УРАНА

PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) является экспериментом по исследованию столкновений тяжелых ионов и протонов высоких энергий [1]. Одна из приоритетных задач эксперимента PHENIX – изучение кварк-глюонной плазмы (КГП) [2, 3]. Одним из основных способов экспериментального исследования КГП является измерение частиц, родившихся в столкновении релятивистских тяжелых ионов. В работах [4, 5] было показано, что факторы ядерной модификации легких адронов проявляет выраженную зависимость от центральности столкновения, характеризующейся такими параметрами как количество нуклонов участников (N_{part}) и парных нуклонных взаимодействий (N_{coll}). Существует два различных подхода к вычислению значений N_{part} и N_{coll} деформированных ядер урана U [6, 7].

Целью данной работы является сравнение факторов ядерной модификации ϕ -мезонов, полученных с использованием двух различных методик вычисления N_{part} и N_{coll} .

Значения N_{part} и N_{coll} определяются с помощью Монте–Карло моделирования. Каждое из сталкивающихся ядер генерируется как набор нуклонов, распределенных с плотностью ρ , описываемой функцией Вудса-Саксона (1) [8]:

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + e^{[r-R_0]/a}}, \quad (1)$$

где ρ_0 – плотность в центре ядра, $R_0 = 1.2A^{\frac{1}{3}}$ – радиус ядра, a – параметр диффузии. Добавление сферических гармоник в потенциал Вудса–Саксона позволяет учесть зависимость радиуса ядра от полярного угла θ (2):

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + e^{[r-R_0[1+\beta_2 Y_2^0(\theta)+\beta_4 Y_4^0(\theta)]]/a}}, \quad (2)$$

где Y^0 – полиномы Лежандра, β_2 и β_4 – параметры деформации ядра. Параметры β_2 и β_4 вычисляются на основе измерений квадрупольного момента ядер.

Существует два различных подхода к вычислению параметров R_0 и a . Согласно первому подходу [6] в уравнении (2) используются средние значения R_0 и a непосредственно из экспериментов по рассеянию электронов на ядрах U. Согласно второму подходу [7], значения R_0 и a подбираются таким образом, чтобы после усреднения по всем ориентациям оси симметрии ядра R_0 и a соответствовали значениям, полученным из экспериментов по рассеянию электронов.

Для определения значения N_{part} и N_{coll} используется Монте–Карло моделирование. Сталкивающиеся ядра U генерируются ориентированными случайным образом. Считается, что произошло парное нуклон-нуклонное столкновение, если выполняется условие (3)

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{NN}}{\pi}}, \quad (3)$$

где d – расстояние между нуклонами в направлении, ортогональном оси пучка, а $\sigma_{NN} = 42$ мбн – сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Для каждого столкновения значения N_{coll} рассчитывается как сумма индивидуального числа столкновений всех нуклонов, а общее количество участвующих нуклонов N_{part} – как количество нуклонов, которые испытали хотя бы одно взаимодействие. Полученные значения для двух подходов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Значения N_{part} и N_{coll} для двух подходов

Центральность	Первый подход (SET 1)		Второй подход (SET 2)	
	N_{part}	N_{coll}	N_{part}	N_{coll}
0-20%	330 ± 6	935 ± 98	331 ± 6	999 ± 114
20-40%	159 ± 7	335 ± 33	161 ± 7	375 ± 41
40-60%	65 ± 6	81 ± 13	66 ± 6	110 ± 15
60-80%	17.8 ± 3.2	17.5 ± 3.9	18.2 ± 3.9	19.8 ± 4.4

На рис. 1 показано сравнение факторов ядерной модификации (R_{AB}) ϕ -мезонов в столкновениях U+U при энергии 192 ГэВ, полученных с использованием значений N_{part} и N_{coll} , представленных в табл. 1. Полученные значения R_{AB} ϕ -мезонов совпадают в пределах погрешности.

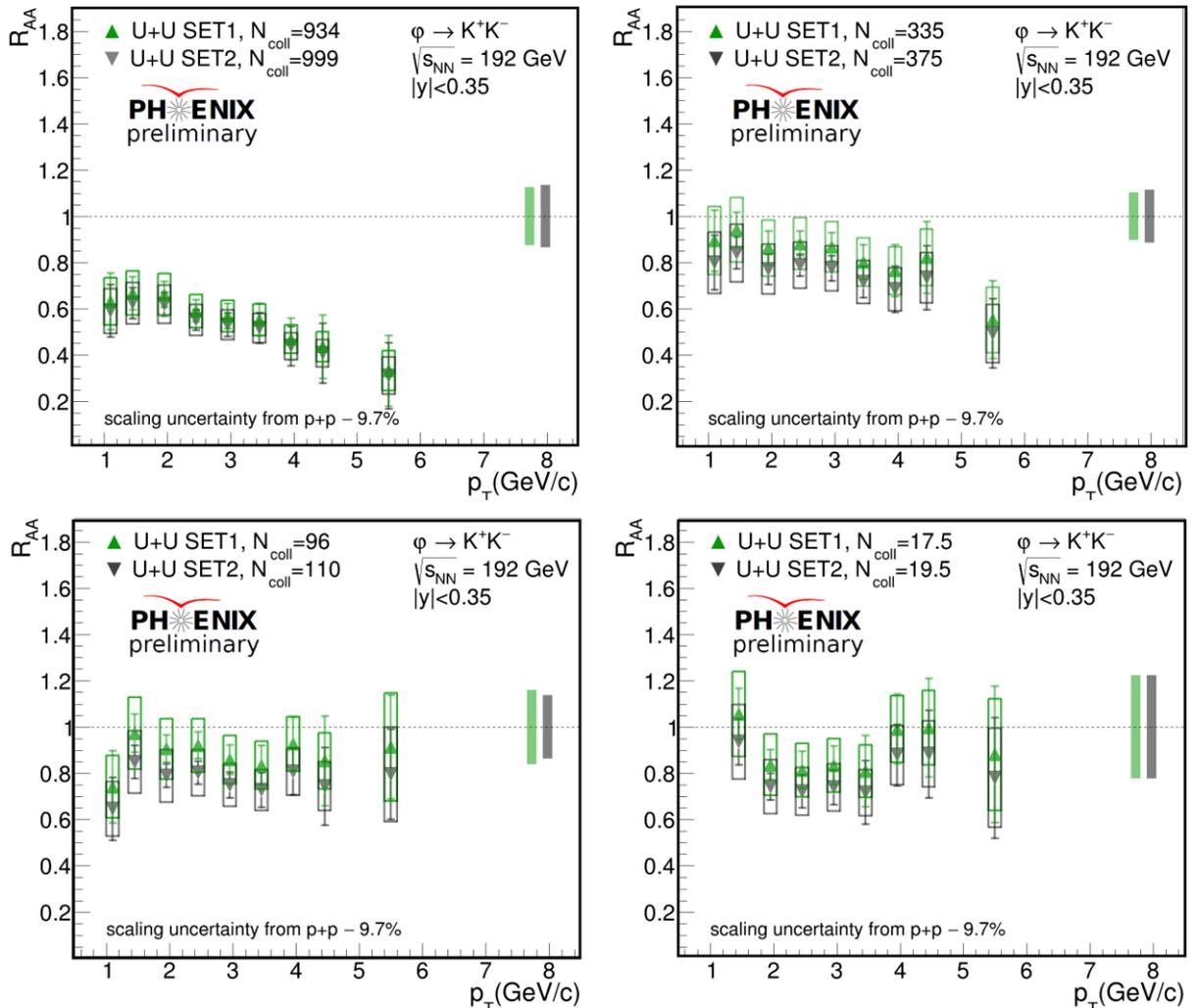


Рис. 1. Сравнение факторов ядерной модификации (R_{AB}) ϕ -мезонов в столкновениях U+U при энергии 192 ГэВ, полученных с использованием значений N_{part} и N_{coll} , представленных в табл. 1

Таким образом, нами были рассмотрены два различных подхода к вычислению значений N_{part} и N_{coll} в столкновениях деформированных ядер U. Различия значений N_{part} , полученных в рамках двух подходов, незначительны, однако различие значений N_{coll} достигает 10% в центральных взаимодействиях. Указанные различия значений N_{part} и N_{coll} , полученных в

рамках рассматриваемых подходов, не вносит значимых изменений в величины R_{AB} ϕ -мезонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adcox K. et al. PHENIX detector overview // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2003. – V. 499. – P. 469.
2. Adcox K. et al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. 757. – P. 184.
3. Adare A. et al. Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV // Phys. Rev. C. – 2013. – V. 88. – P. 024906.
4. Mitrankov I. Phi meson measurements in Cu+Au collisions at 200 GeV and in U+U collisions at 192 GeV // Proceedings of Science. – 2018. – V. 345. – P. 0108.
5. Бердников А.Я., Бердников Я.А., Котов Д.О., Ларионова Д.М., Ларионова М.М., Митранков Ю.М. Измерения ϕ мезона в p+Au и He+Au столкновениях при энергии 200 ГэВ // Изв. РАН. Сер. физ. – 2020. – Т. 84. – № 12. – С. 1796.
6. Masui H., Mohanty B., Xu N. Predictions of elliptic flow and nuclear modification factor from 200 GeV U + U collisions at RHIC // Phys. Lett. B. – 2009. – V. 679. – P. 440.
7. Shou Q.Y., Ma Y.G., Sorensen P., Tang A.H., Videbaek F., Wang H. Parameterization of Deformed Nuclei for Glauber Modeling in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Lett. B. – 2015. – V. 749. – P. 215.
8. Adare A. et al. Forward J/ψ production in U + U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 193$ GeV // Phys. Rev. C. – 2016. – V. 93. – P. 034903.

УДК 539.1.03

А.Ю. Егоров, Я.А. Бердников, А. Тиба
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

РАЗРАБОТКА И ОПТИМИЗАЦИЯ МЕТОДИКИ РАСЧЕТА НАРАБОТКИ ИЗОТОПА ^{64}Cu В МИШЕНИ ИЗ ПРИРОДНОГО НИКЕЛЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 17 МэВ

Использование радиофармпрепаратов в медицине – одно из важнейших направлений диагностики и лечения самых разнообразных патологий.

Радиофармпрепараты изготавливаются на основе соответствующим образом подобранного радиоактивного изотопа того или иного элемента, выбор которого определяется характером заболевания и целью использования.

Одними из перспективных радиофармпрепаратов могут стать препараты, полученные на основе изотопа меди ^{64}Cu , который является привлекательным радионуклидом, представляющим значительный интерес для позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) (энергия $E_{\beta^+} = 0,65$ МэВ, 17,5%) и радиотерапии из-за ее собственных физических и химических свойств.

Он имеет относительно большой период полураспада ($T_{1/2} = 12,7$ ч), по сравнению с фтором-18 ($T_{1/2} = 110$ мин) и углеродом-11 ($T_{1/2} = 20,4$ мин).

Кроме того, ^{64}Cu также излучает β^- частицы ($E_{\beta^-} = 0,57$ МэВ, 38,5%) и Оже электроны, что позволяет ему быть полезным как для ПЭТ-визуализации, так и для лучевой терапии.

Изотоп ^{64}Cu может быть получен в ядерных реакциях при использовании различных мишеней и разных пучков падающих на мишени частиц.

Наиболее оптимальным представляется использование реакции $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$ при начальной энергии около 17 МэВ. Это обусловлено тем, что сечение этой реакции достаточно велико, а источниками протонов таких энергий могут служить циклотроны, в частности циклотрон в СПбПУ.

В данной работе предложена методика расчета наработки изотопа ^{64}Cu в мишени из природного никеля (^{64}Ni в природном никеле 0,926%) при бомбардировке протонами с

энергией 17 МэВ (ток 10 мкА). Получена оптимальная толщина мишени, составляющая 0,54 мм, и показаны зависимости наработки изотопа ^{64}Cu от толщины мишени и от времени облучения. Определена глубина, на которой концентрация ядер наработанного изотопа максимальна.

При выполнении расчета в работе учтены потери энергии протона на возбуждение и ионизацию при прохождении через вещество мишени [1].

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \left(\frac{KZ\rho}{A\beta^2} \right) \left(\ln \left[\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I} \right] \right), \quad (1)$$

где E – кинетическая энергия протона; x – путь пройденный в веществе мишени или глубина мишени; Z – зарядовые числа мишени; A – атомная масса; ρ – плотность мишени; m_e – масса электрона; c – скорость света; $\beta = v/c$ – отношение скорости снаряда к скорости света; I – средний ионизационный потенциал.

Решение уравнения (1) дает зависимость средней энергии протонов от глубины $E(x)$.

Наработка Cu^{64} осуществляется за счет реакции $\text{Ni}^{64}(p,n)\text{Cu}^{64}$. Функция возбуждения этой ядерной реакции была измерена во многих экспериментах. В настоящей работе использовался результат объединения экспериментальных данных, представленный в работе [2]. Используя решение уравнения (1), перейдем к зависимости сечения от глубины $\sigma(x)$. Наравотка Cu^{64} на различной глубине в мишени при этом будет определяться по формуле:

$$\frac{dN_{\text{Cu}^{64}}}{dx} = \left(\frac{Jn_{\text{Ni}^{64}}}{\lambda e} \right) (1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}}) \sigma(x), \quad (2)$$

где $N_{\text{Cu}^{64}}$ – число ядер ^{64}Cu ; J – ток циклотрона; $n_{\text{Ni}^{64}}$ – концентрация ядер ^{64}Ni в природном никеле; λ – постоянная распада ^{64}Cu ; e – заряд электрона; $t_{\text{обл}}$ – время облучения мишени;

Интегрируя распределение (2) от нуля до толщины мишени получим зависимость наработки ^{64}Cu от нуля до толщины мишени τ :

$$N_{\text{Cu}^{64}}(\tau, t_{\text{обл}}) = \int_0^{\tau} dx \left\{ \frac{dN_{\text{Cu}^{64}}}{dx} \right\}. \quad (3)$$

Решение уравнения (1) представлено на рис. 1 а. для протонов с начальной кинетической энергией 17 МэВ и мишени из природного никеля. Видно, что оптимальная глубина для остановки протонов и потери всей их энергии составляет 0,56 мм.

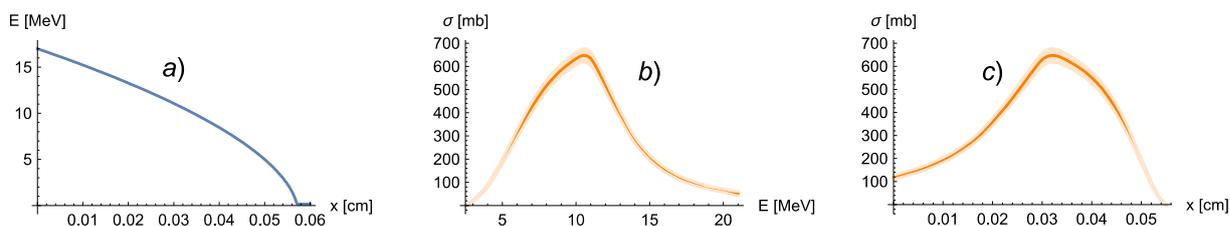


Рис. 1. а) решение уравнения (1) для энергии протонов $E(x)$ с начальной кинетической энергией 17 МэВ в мишени из природного никеля; б) Функция возбуждения ядерной реакции $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$; в) зависимость сечения реакции $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$ от глубины мишени $\sigma(x)$. На рисунках б) и в) линией обозначено сечение, а полосой – погрешность сечения [2]

На рис. 2а представлены результаты вычисления распределения числа атомов ^{64}Cu по глубине для различных времен облучения от 0,5 до 2 часов (формула 2). На рис. 2б представлены результаты интегрирования (3) в зависимости от толщины мишени τ для тех же времен облучения.

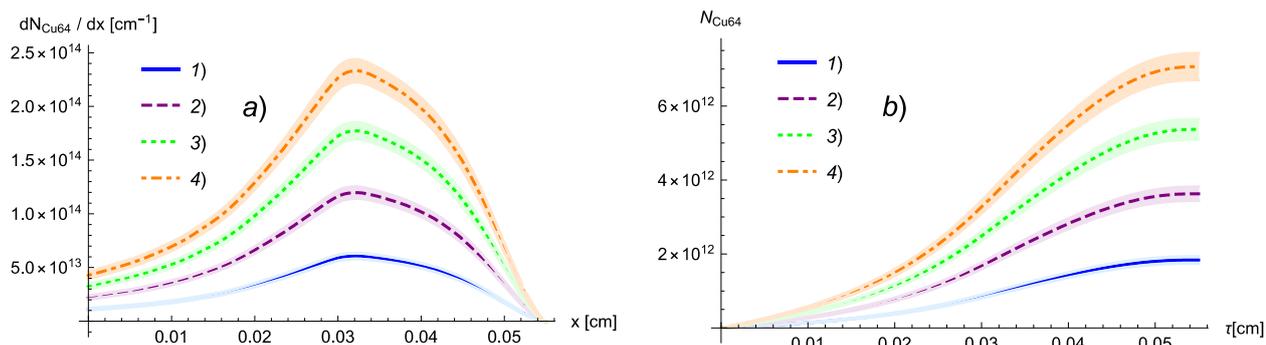


Рис. 2. Распределение числа атомов ^{64}Cu по глубине а) и зависимость числа наработанных атомов $N_{\text{Cu}64}$ от толщины мишени τ б) для различного времени облучения: 1) 0.5 часа, 2) 1 час, 3) 1.5 часа, 4) 2 часа. Линией обозначены зависимости, а полосой – погрешность связанная с погрешностью сечения реакции $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$

На рис. 3 представлены результаты расчета числа наработанных атомов ^{64}Cu в зависимости от времени облучения рис. 3а – до 5 часов; рис. 3б – до 50 часов, для мишеней различной толщины. Видно, что при времени облучения до 5 часов число наработанных атомов с хорошей точностью линейно зависит от времени, в то же время для больших времен облучения наблюдается выход на плато.

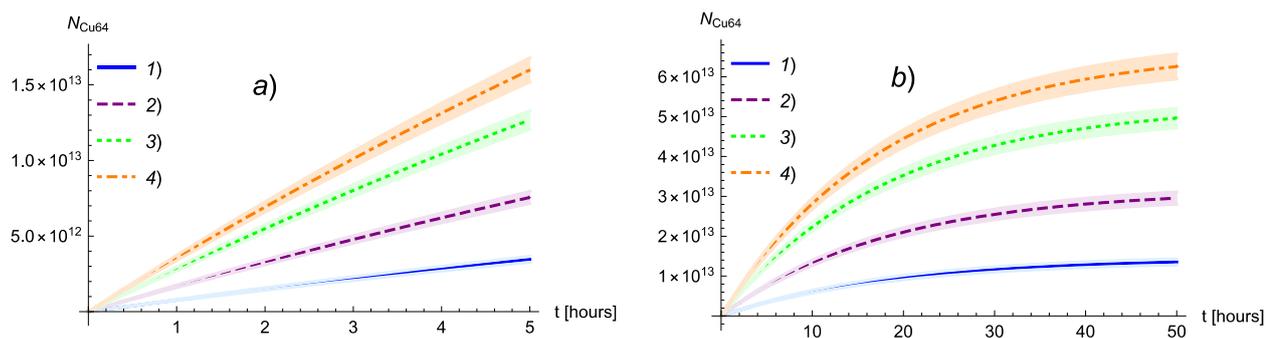


Рис. 3. Число наработанных атомов ^{64}Cu для мишеней различной толщины в зависимости от времени облучения. а) время облучения до 5 часов и б) время облучения до 50 часов. Толщина мишени: 1) 0.2 мм, 2) 0.3 мм, 3) 0,4 мм, 4) 0,5 мм. Линией обозначены зависимости, а полосой – погрешность связанная с погрешностью сечения реакции $^{64}\text{Ni}(p, n)^{64}\text{Cu}$

Таким образом, мы видим, что максимальный выход продукта ^{64}Cu достигается при толщине мишени 0,54 мм. Максимальная концентрация ядер ^{64}Cu находится на глубине от 0,20 до 0,49 мм. Таким образом, оптимальной толщиной мишени с точки зрения наработки максимального количества изотопа ^{64}Cu будет 0,54 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. – 2018. – V. 98. – N 3. 030001. – P. 446-461.
2. Aslam M.N., Sudár S., Hussain M. et al. Charged particle induced reaction cross section data for production of the emerging medically important positron emitter ^{64}Cu : A comprehensive evaluation // Radiochimica Acta. – 2009. – V. 97. – N 1. – P. 669-686.

ДИФФУЗИЯ КОЛЕБАНИЙ И КРИТЕРИЙ ИОФФЕ–РЕГЕЛЯ С ТОЧКИ ЗРЕНИЯ ТЕОРИИ СЛУЧАЙНЫХ МАТРИЦ

Нахождение общих колебательных свойств аморфных диэлектриков (стекол) является одной из ключевых задач в области физики неупорядоченных систем. Известно, что доминирующую часть колебательного спектра аморфных систем занимают делокализованные колебания, распространяющиеся посредством диффузионной передачи энергии от атома к атому [1]. Такие колебания соответствуют диапазону частот ниже порога локализации, но выше порога Иоффе–Регеля, при котором длина свободного пробега фонона становится сравнимой с его длиной волны. Несмотря на то, что колебания в этой области спектра определяют теплопроводность аморфных диэлектриков при температуре от 20 до 1000 К, природа таких возбуждений до настоящего времени не выяснена. Диффузия колебаний ведет к процессам вязкости в аморфных твердых телах. В тоже время, ближайший порядок атомов аморфных твердых тел напоминает ближайших порядок соответствующих кристаллов, поэтому аморфные тела также характеризуются упругими процессами. Описание вязкоупругих свойств аморфных систем, в том числе кроссовера Иоффе–Регеля при переходе от низкочастотных фононов к диффузным колебаниям, представляет собой исключительно важную задачу в теории колебаний аморфных сред.

В настоящей работе мы ставим задачу описать кроссовер Иоффе–Регеля, диффузию колебаний и гармоническую релаксацию высокочастотных колебаний в аморфных системах. Для этого мы применяем методы, основанные на использовании теории случайных матриц.

Учитывая только два основных симметричных свойства твердых тел – механическую устойчивость и инвариантность потенциальной энергии относительно сдвига системы, мы демонстрируем, что динамическая матрица M в общем случае может быть представлена в виде коррелированного ансамбля Вишарта $M = AA^T$. При этом недиагональными элементами матрицы A размером $N \times K$ являются случайные числа с гауссовым распределением, что соответствует некоторому локальному беспорядку в аморфных системах, а структура матрицы A описывает взаимодействие соседних атомов. Диагональные элементы A_{ii} равны минус сумме недиагональных элементов, поэтому данный ансамбль случайных матриц является коррелированным. Положительный параметр $\kappa = (K - N)/N$ показывает соотношение между числом связей системы K и числом степеней свободы N .

Такая модель хорошо описывает многие универсальные колебательные свойства аморфных систем [2]. Однако нетривиальная структура матрицы A существенно усложняет задачу о нахождении статистических свойств динамической матрицы M . В работах [3, 4] было показано, как учесть наиболее важные парные корреляции в ансамбле AA^T и получить связь между статистическими свойствами случайной матрицы M и матрицы корреляций $C = \langle AA^T \rangle$, полученной в результате усреднения по различным реализациям матрицы A . Матрица корреляций соответствует регулярной матрице кристаллической системы и имеет следующую структуру. Нondiagonalные элементы $C_{ij} = -\Omega^2$, если атомы с индексами i и j являются ближайшими соседями в решетке. В противном случае $C_{ij} = 0$. Диагональные элементы $C_{ii} = 6\Omega^2$, где Ω – характерная частота колебаний системы.

В рамках модели случайных матриц нам удалось получить выражение для динамического структурного фактора системы, который может быть записан через комплексный динамический модуль Юнга $E(\omega) = E'(\omega) + iE''(\omega)$ в следующем виде:

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \frac{2\omega}{\pi} \frac{q^2 E''(\omega)}{(\omega^2 - q^2 E'(\omega))^2 + q^4 E''(\omega)^2}. \quad (1)$$

В случае простой кубической решетки и относительно небольшого превалирования количества связей в системе над ее числом степеней свободы $\kappa \ll 1$, динамический модуль Юнга имеет следующий аналитический вид:

$$E(\omega) = \frac{\kappa \Omega^2}{2} + \sqrt{\frac{\kappa^2}{4} - a^2 \omega^2 + \frac{i\omega^3}{4\pi \sqrt{\kappa/2 + \sqrt{\kappa^2/4 - a^2 \omega^2}}}}, \quad (2)$$

где константа $a \approx 0.502724$ имеет характерное для простой кубической решетки значение [5].

Из рис. 1 видно, что существуют две принципиально разные области колебаний, разделенных между собой частотой кроссовера $\omega_c = \kappa/(2a)$. Более детальный анализ показывает, что эта частота играет роль частоты кроссовера Иоффе–Регеля ω_{IR} между хорошо определенными колебаниями с большой длиной свободного пробега (фононами) и неупорядоченными диффузными колебаниями. Для диффузной области частот мы аналитически получили, что затухание $\Gamma \sim q^2$, в отличие от фоновой области, где затухание определяется рэлеевским рассеянием на беспорядке и дает вклад $\Gamma \sim q^4$. Эти результаты хорошо согласуются с данными экспериментов по неупругому рентгеновскому рассеянию в стеклах [6] и с результатами метода молекулярной динамики для аморфного кремния [7]. При этом структурный фактор имеет диффузионный вид:

$$S_{rw}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{2D_{rw}q^2}{\omega^2 + D_{rw}^2 q^4}. \quad (3)$$

где константа $D_{rw} = \Omega^2 a$ соответствует коэффициенту диффузии.

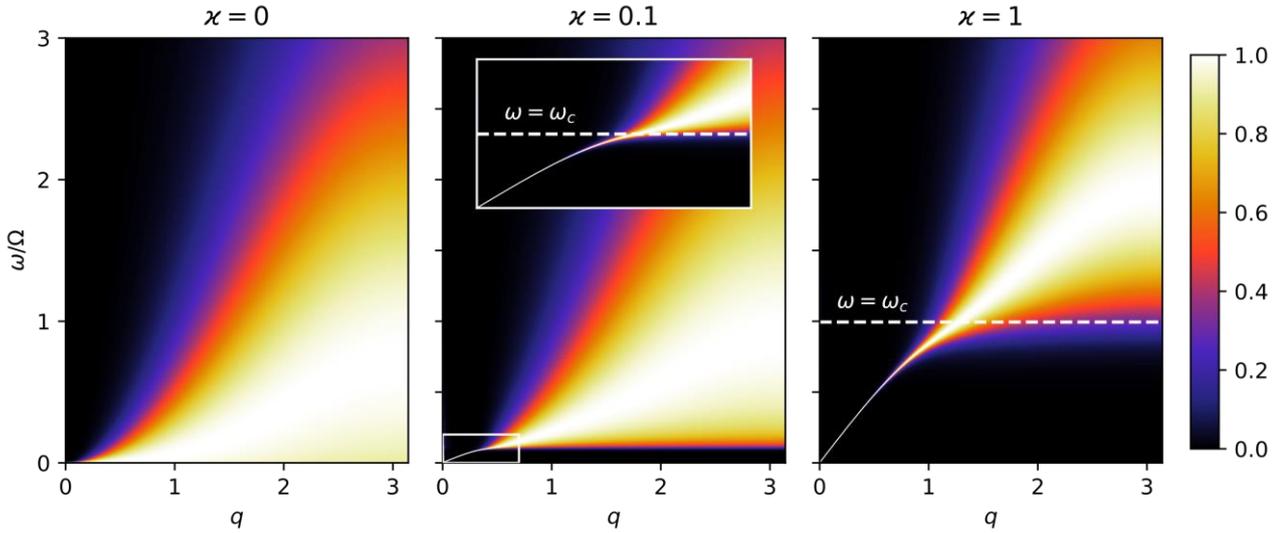


Рис. 1. Колебательные моды неупорядоченного тела в обратном пространстве, полученные с помощью нормирования на максимум по частоте структурного фактора $S(\mathbf{q}, \omega)/\max_{\omega} S(\mathbf{q}, \omega)$, для различных параметров системы κ . Горизонтальной линией отмечена соответствующая частота кроссовера ω_c

Частотная зависимость затухания приводит к нелокальному во времени вязкоупругому процессу. Усредненное по ансамблю смещение $u(x, t)$ испытывает релаксацию, что может быть описано уравнением движения с динамическим модулем Юнга $E(\omega)$ под действием внешней силы f_{ex} :

$$\omega^2 u(x, \omega) + E(\omega) \Delta u(x, \omega) = f_{\text{ex}}. \quad (4)$$

В фононной области частот $\omega \ll \omega_c$ данное уравнение движения (4) соответствует волновому уравнению для упругих волн возмущения со статическим модулем Юнга $E(\omega) = \text{const} = \Omega^2 \kappa$. В области частот $\omega \gg \omega_c$ уравнение (4) соответствует уравнению диффузии для релаксации профиля скоростей атомов с коэффициентом диффузии D_{rw} . В общем случае уравнение движения (4) может быть записано с запаздывающей частью в следующем виде:

$$\ddot{u}(x, t) + D_{rw} \Delta \dot{u}(x, t) + \int_{-\infty}^t K(t - \tau) \Delta u(\tau) d\tau + \frac{\kappa \Omega^2}{2} \Delta u(x, t) = f_{\text{ex}}, \quad (5)$$

где интегральное ядро $K(t)$ описывает основные процессы релаксации. Используя полученные в рамках теории случайных матриц соотношения, мы получили что

$$K(t) = \frac{\Omega \omega_c}{t} J_1(\omega_c t), \quad (6)$$

где J_1 – функция Бесселя первого рода.

Авторы благодарят Совет по грантам Президента Российской Федерации за финансовую поддержку (грант № МК-3052.2019.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Allen P.B., Feldman J.L., Fabian J., Wooten F. // *Phil. Mag. B.* – 1999. – V. 79. – P. 1715.
2. Beltukov Y.M., Kozub V.I., Parshin D.A. // *Physical Review B.* – 2013. – V. 87. – P. 134203.
3. Burda Z., Gorlich A., Jarosz A., Jurkiewicz J. // *Physica A.* – 2004. – V. 343. – P. 2958.
4. Burda Z., Gorlich A., Jurkiewicz J., Waclaw B. // *Eur. Phys. J. B.* – 2006. – V. 49. – P. 319.
5. Borwein J.M., Glasser M.L., McPhedran R.C., Wan J.G., Zucker I.J. *Lattice sums then and now.* – Cambridge University Press, 2013.
6. Ruocco G., Sette F. // *J. Phys.: Cond. Mat.* – 2001. – V. 13. – P. 9141.
7. Christie J.K., Taraskin S.N., Elliott S.R. // *J. Non-Cryst. Solids.* – 2007. – V. 353. – P. 2272.

СЕКЦИЯ «СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И АСТРОФИЗИКИ»

УДК 533.9.08

А.М. Богданов, В.Г. Капралов
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЛУБОКОГО НЕЙРОННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ СРЫВОВ В ПЛАЗМЕ ТОКАМАКА

Современные установки магнитного удержания плазмы становятся все сложнее и ставят все более жесткие требования по автоматизации экспериментов. Работоспособность же будущих установок реакторного масштаба будет всецело зависеть от систем контроля плазмы, работающих в реальном времени. Однако часть данных, с помощью которых могут быть созданы подобные системы, не могут быть измерены напрямую во время проведения эксперимента, а моделирование в реальном времени часто оказывается невозможным в связи со сложностью процессов, происходящих в плазме. К такому типу задач относится контроль неустойчивостей в плазме токамака.

Наиболее опасные неустойчивости, которые необходимо будет предотвращать на будущих установках, это токовые срывы (CQ) и вертикальное смещение плазмы (VDE). Данные события приводят к повышенным тепловым и механическим нагрузкам на стенки и конструкцию камеры и грозят выходом установки из строя на длительный срок. Современные материалы не могут удовлетворить требованиям по тепловым нагрузкам во время срыва, а учет механических нагрузок сильно усложняет проектирование установки и удорожает её создание. Поэтому единственное, что представляется возможным на данный момент, это предотвращение или смягчение срыва плазменного разряда [1, 2]. Необходимо по информации, получаемой от системы диагностики токамака, фиксировать прекурсоры срыва и в реальном времени анализировать его вероятность, а при превышении заданного порога формировать триггер, запускающий управляемое гашение разряда [3].

Для гашения разряда могут использоваться множество различных методик, однако уже использовавшаяся на токамаке Т-10 и готовящаяся к установке на токамак Т-15МД решение, это система массивной газовой инжекции, а также инжектор топливных пеллет (pellet). Время реакции каждой из систем составляет около 4 мс. Следовательно, для управляемого вывода тока из разряда надо сформировать триггер запуска как минимум за 5 мс до предполагаемого начала срыва.

Существует множество различных процессов, приводящих к срыву, поэтому создание общей аналитической теории, описывающей их, не представляется возможным. В связи с этим было предложено использовать сверточную нейронную сеть с долгой краткосрочной памятью для нахождения прекурсоров срыва с помощью размеченной базы разрядов. Чтобы уменьшить количество обрабатываемых данных [3, 4], строится корреляционная матрица всех доступных измеряемых сигналов и среди них отбираются базисные, которые в дальнейшем будут использоваться для обучения нейронной сети. Затем формируется обучающий и тренировочный набор данных, в который входят временные отрезки из разрядов, закончившихся плановым выводом тока, так и отрезки за 10–20 мс до срыва.

Для обучения используется нейронная сеть с комплексной топологией, которая позволяет полноценно анализировать процессы, происходящие в плазме токамака перед срывом. Входные слои сверточные по времени (CNN). Это позволяет избежать несовпадения паттернов входных слоев на реальных данных из-за того, что анализ вероятности срыва происходит с частотой меньшей частоты оцифровки АЦП диагностик. Следующими идут слои

с долгой краткосрочной памятью (LSTM), они позволяют фиксировать процессы, развивающиеся между тактами работы системы. Выходной слой – полносвязный персептрон с одним выходом, показывающим вероятность срыва.

На этапе обучения нейронная сеть настраивает внутренние веса, используя большой набор размеченных данных. Процесс обучения занимает длительное время, однако, когда веса настроены, результат может быть получен в режиме реального времени, одновременно с проведением разряда. Для дополнительной отказоустойчивости в систему встраивается алгоритм с усечённым временем исполнения (any-time).

Разработанный предиктор срыва, включает в себя несколько блоков. Первый – это высокоэффективный код для обработки сырых архивных данных, работающий в несколько потоков. Второй – это нейронная сеть, реализованная на свободном python фреймворке. Третий блок – это драйверы устройств, принимающих данные с установки и управляющие их на центральный узел для вычисления вероятности срыва.

Таким образом, в работе предложен алгоритм предсказания срыва в токамаке методом глубокого нейронного обучения с первичным отбором сигналов с помощью корреляционного анализа. Продемонстрированы этапы его реализации и архитектура нейронной сети.

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания в сфере науки по проекту №0784-2020-0020 с использованием ФЦКП "Материаловедение и диагностика в передовых технологиях" (проект RFMEFI62119X0021), включающего УНУ "Сферический токамак Глобус-М".

ЛИТЕРАТУРА

1. Kapralov V.G., Dremin M.M., Harfush H.A. et al. Study of thermal quench of discharge using a massive gas injection into the plasma of T 10 tokamak // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – V. 907. – Iss. 1. – P. 012010.
2. Dremin M.M., Kakurin A.M., Kapralov V.G. et. al. Effect of noble gas injection on discharge disruption in T 10 tokamak // Problems of Atomic Science and Tech., Ser. Th. Fusion. – 2012. – V. 4. – P. 58.
3. Kapralov V.G., Elagin V.V., Kaveeva E.G. Development of precursors recognition methods in vector signals // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – V. 907. – Iss. 1. – P. 012027.
4. Gusev V.R. et. al. Overview of the Globus-M spherical tokamak results // Proc. of the 21st IAEA FEC.– 2006.

УДК 524.354.6

Н.А. Земляков¹, А.И. Чугунов², Н.Н. Щечилин²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе РАН

НЕСФЕРИЧЕСКИЕ АТОМНЫЕ ЯДРА ВО ВНУТРЕННЕЙ КОРЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ: КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ, ОСНОВАННАЯ НА ПОТЕНЦИАЛАХ ТИПА СКИРМА

Нейтронные звезды представляют собой плотные компактные объекты ($\rho_{\max} \leq 10^{15} \text{ г см}^{-3}$). В них традиционно выделяют ядро, состоящее из нейтронов, протонов и электронов, и кору, представляющую собой полностью ионизованную кристаллическую решетку из ядерных кластеров (атомных ядер). Во внутренней части коры, простирающейся от $\rho_{\text{drip}} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ г см}^{-3}$ до $0.5\rho_{\text{nuc}} \approx 10^{14} \text{ г см}^{-3}$, часть нейтронов может быть не связана в атомных ядрах. В некоторых моделях появляются также несвязанные протоны. Таким образом атомные ядра оказываются погружены в море нуклонов и в вырожденный релятивистский электронный газ [1].

Атомные ядра во внутренней коре являются сильно нейтронно-избыточными и считаются сферически симметричными. Однако с повышением плотности в слое вещества, предшествующем переходу в ядро звезды, возможно появление более экзотических

несферических конфигураций (цилиндры, пластины, а также инверсные формы), что сказывается на транспортных и упругих свойствах коры [1].

В пионерской работе по исследованию структуры глубоких слоев внутренней коры была предсказана следующая последовательность форм ядерной материи: сферические ядра – ядра цилиндрической формы (называемые “спагетти”) – плоскопараллельный слой (“лазанья”) – ядерное вещество с вкрапленными нейтронными цилиндрами (“трубчатая” фаза) – ядерное вещество с вкрапленными нейтронными сферами (“швейцарский сыр”) – однородное вещество [2]. Другие исследования в этой области можно найти, например, в [1, 3] и в приведенных там ссылках.

В рамках данной работы на основе капельной модели исследовалась возможность существования несферических ядер для двух видов эффективного ядерного потенциала типа Скирма SLy4 [4] и BSk24 [5]. Данная модель предполагает разделение системы нуклонов на две фазы: более плотную часть – нуклонный кластер, состоящий из протонов и нейтронов, и окружающую кластер менее плотную материю из вырожденных нейтронов. Условная граница раздела фаз для удобства выбрана таким образом, чтобы на поверхности адсорбировались только нейтроны [1].

Энергия системы задается шестью переменными: n_{ni} , n_{pi} , n_{no} – плотности числа нейтронов и протонов в ядре и нейтронов вне ядра соответственно (в рассмотренной модели свободные протоны не появляются), r_p – протонный радиус ядра, u – отношение объема, занятого более плотной фазой, к объему ячейки Вигнера–Зейтца (которая является электрически нейтральной $n_e = n_{pi}u$), n_s – поверхностная плотность адсорбированных нейтронов. Плотность энергии E является суммой следующих слагаемых: $u\epsilon^{ЯД}(n_{ni}, n_{pi})$ и $(1-u)\epsilon^{ЯД}(n_{no}, 0)$ – вклады от плотностей энергии взаимодействия нуклонов, $\epsilon_e(n_e)$ – плотность энергии идеального вырожденного релятивистского электронного газа, $\epsilon_C(n_{pi}, r_p, u)$ – плотность кулоновской энергии, посчитанная в аппроксимации Вигнера–Зейтца, $\epsilon_s(n_s, u, r_p)$ – плотность поверхностной энергии, рассчитанная согласно формализму работы [3] и параметризованная как функция химического потенциала нейтронов для самосогласованного описания коры нейтронной звезды [6].

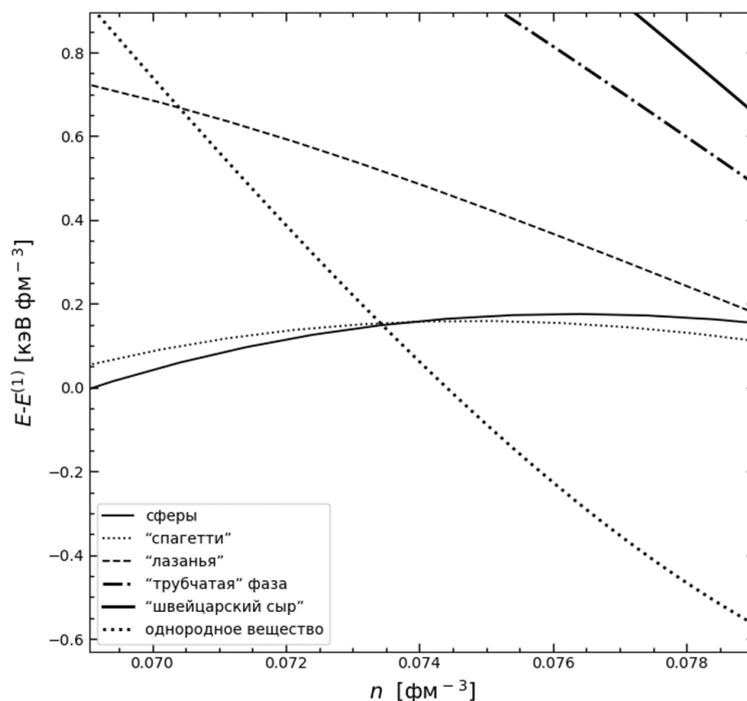


Рис. 1. Плотность энергии системы для данной формы ядерного вещества как функция плотности числа нуклонов. Расчет выполнен для SLy4

Система предполагается полностью вырожденной при нулевой температуре. После задания плотности числа нуклонов путем минимизации плотности энергии находятся шесть, приведенных выше, переменных, соответствующих основному состоянию для шести различных форм ядерной материи (сферы, “спагетти”, “лазанья”, “трубчатая” фаза, “швейцарский сыр”, однородное вещество). Далее сравниваются плотности энергий для каждого случая для выявления наиболее энергетически выгодной формы [1]. Стоит отметить, что применение капельной модели позволяет свести задачу минимизации к системе из алгебраических уравнений, что значительно ускоряет расчеты по сравнению с более детальными методами, такими как, например, расширенное приближение Томаса–Ферми [7, 8].

Результаты работы для двух параметризаций межнуклонного потенциала типа Скимма SLy4 и BSk24 представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Для наглядности из плотностей энергии для SLy4 и BSk24 были вычтены вспомогательные квадратичные функции $E^{(1)}$ и $E^{(2)}$ от плотности числа нуклонов соответственно.

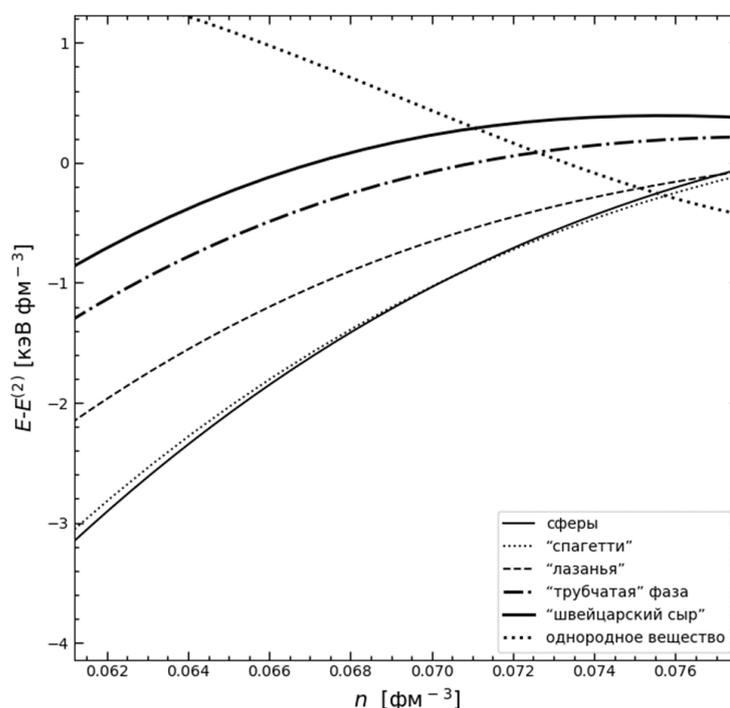


Рис. 2. Плотность энергии системы для данной формы ядерного вещества как функция плотности числа нуклонов. Расчет выполнен для BSk24

По результатам работы можно сделать следующие выводы: расчеты для SLy4 согласуются с работой [3], а именно подтверждают, что энергетически выгодными до самого перехода к однородной материи остаются сферические ядра. Тем не менее присутствуют отличия в плотности перехода (примерно $0,073 \text{ фм}^{-3}$ в данной работе и $0,077 \text{ фм}^{-3}$ в [3]), расхождение можно связать с тем, что в данной работе не учитывались поправки к поверхностной энергии из-за конечного радиуса ядра, которые могут оказаться важны. В то же время в работе [7] для SLy4, где использовалось расширенное приближение Томаса–Ферми, была показана возможность существования ядер цилиндрической формы и в виде плоскопараллельного слоя, которые возникают при $0,061 \text{ фм}^{-3}$ и $0,073 \text{ фм}^{-3}$ соответственно.

Для BSk24 было показано, что сферические ядра являются энергетически выгодными вплоть до плотностей немного выше $0,07 \text{ фм}^{-3}$, после чего происходит переход к цилиндрическим ядрам. В дальнейшем с ростом плотности при $n \approx 0,075 \text{ фм}^{-3}$ вещество становится однородным. Данное поведение отличается от полученного в статье [8], где цилиндрические ядра возникают уже примерно при $0,05 \text{ фм}^{-3}$. Авторы работы [8] использовали

расширенный метод Томаса–Ферми (с разложением кинетической и спин-орбитальной плотности энергии до 4 порядка малости) без и с учетом оболочечных поправок и эффектов спаривания для сферических ядер.

Важно отметить, что во всех приведенных работах, включая данную, для моделей Sly4 и BSk24 “трубчатая” фаза и фаза “швейцарский сыр” оказываются энергетически невыгодными. Однако отличия в плотности энергии для различных конфигураций материи малы и оказываются сравнимыми с характерными неопределенностями в описании взаимодействия нуклонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haensel P., Potekhin A., Yakovlev D. Neutron Stars 1: Equation of State and Structure. – New York: Springer, 2007. – p. 640.
2. Ravenhall D.G., Pethick C.J., Wilson J.R. Structure of Matter below Nuclear Saturation Density // Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. 50. – N 26. – P. 2066-2069.
3. Douchin F., Haensel P. Inner edge of neutron-star crust with SLy effective nucleon-nucleon interactions // Physics Letters B. – 2000. – V. 485. – P. 107-114.
4. Chabanat E., Bonche P., Haensel P., Meyer J., Schaeffer R. A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities. Part II. Nuclei far from stabilities // Nucl. Phys. A. – 1998. – V. 635. – P. 231-256.
5. Goriely S., Chamel N., Pearson J.M. Further explorations of Skyrme-Hartree-Fock-Bogoliubov mass formulas. XIII. The 2012 atomic mass evaluation and the symmetry coefficient // Phys. Rev. C. – 2013. – V. 88. – P. 024308.
6. Gusakov M.E., Chugunov A.I. Thermodynamically consistent equation of state for an accreted neutron star crust // Phys. Rev. Lett. – 2020. – V. 124. – P. 191101.
7. Martin N., Urban M. Liquid-gas coexistence vs. energy minimization with respect to the density profile in the inhomogeneous inner crust of neutron stars // Phys. Rev. C. – 2015. – V. 92. – P. 015803.
8. Pearson J.M., Chamel N., Potekhin A.Y. Unified equations of state for cold non-accreting neutron stars with Brussels-Montreal functionals. II. Pasta phases in semi-classical approximation // Phys. Rev. C. – 2020. – V. 101. – P. 015802.

УДК 533.916

В.В. Корзуева, Е.О. Векшина, И.Ю. Сениченков, В.А. Рожанский
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА DEMO С НАПУСКОМ НЕОНА В КАЧЕСТВЕ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПРИМЕСИ

DEMO – демонстрационный образец термоядерной электростанции, потому в отличие от экспериментальных токамаков-реакторов DEMO должен показать пример длительной работы с мощностью термоядерного синтеза в 1 ГВт [1].

Для длительной работы установки требуется, чтобы плотность потока энергии на диверторные пластины не превышала в максимуме $5 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$, а температура у пластин не была выше 5 эВ [2]. Данные значения в существующих токамаках достигаются путем напуска примесного газа, с помощью которого энергия плазмы возле дивертора переизлучается, а температура – снижается. Также уменьшению нагрузок на диверторные пластины способствует увеличение давления нейтрального дейтерия в области под X-точкой, что может быть достигнуто путем увеличения напуска нейтрального дейтерия [2].

В данной работе будут показаны и проанализированы результаты моделирования кодом SOLPS-ITER пристеночной плазмы DEMO с напуском неона величиной $1.0 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1}$ и напусками дейтерия $1.0 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$ и $1.5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$. Будет рассмотрено влияние увеличенного

напуска дейтерия и присутствие неона в процессах, происходящих в пристеночной и диверторной областях токамака DEMO.

Представленные в данной работе результаты были получены с помощью моделирования двумерным кодом SOLPS-ITER. На рис. 1 представлена магнитная конфигурация одного из вероятных дизайнов DEMO, который был взят за основу для моделирования. Параметры сценариев разрядов: (i) большой радиус токамака $R = 8.5$ м; (ii) величина тороидального магнитного поля $B = 5$ Тл; (iii) тороидальный ток плазмы $I = 20$ МА; (iv) мощность плазмы на границе области удержания $P = 200$ МВт; (v) в моделировании участвуют дейтерий, гелий и неон со всеми степенями ионизации.

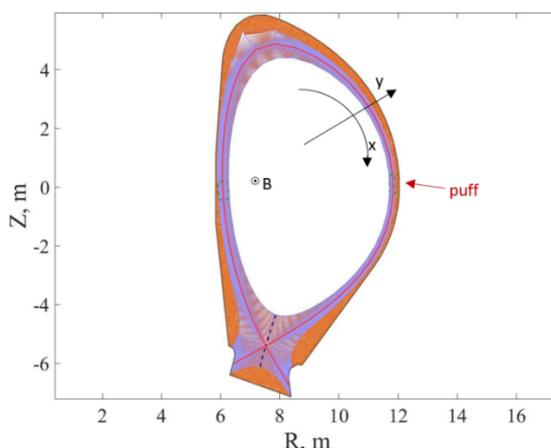


Рис. 1. Расчетная сетка кода SOLPS-ITER. Направление «на нас» соответствует направлению тороидального магнитного поля. Коричневая стрелка указывает место напуска нейтральных частиц

Рассмотрим полученные профили температуры электронов на пластинах дивертора на рис. 2. Можно видеть, что с большим D_{puff} температура плазмы у пластин меньше. Однако только на внутренней диверторной пластине температура электронов удерживается меньше 5 эВ (рис. 2а), что необходимо для избегания распыления вольфрама с пластин [3].

Плотность потоков энергии на пластину тоже заметно меньше с большим напуском дейтерия на обеих пластинах (рис. 3), более того, как упоминалось ранее для успешной работы DEMO в режиме длительного импульса необходимо, чтобы плотность потоков энергии на пластину не превышала $5 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$, что и можно наблюдать в разряде с $D_{puff} = 1.5 \cdot 10^{23} \text{ с}^{-1}$.

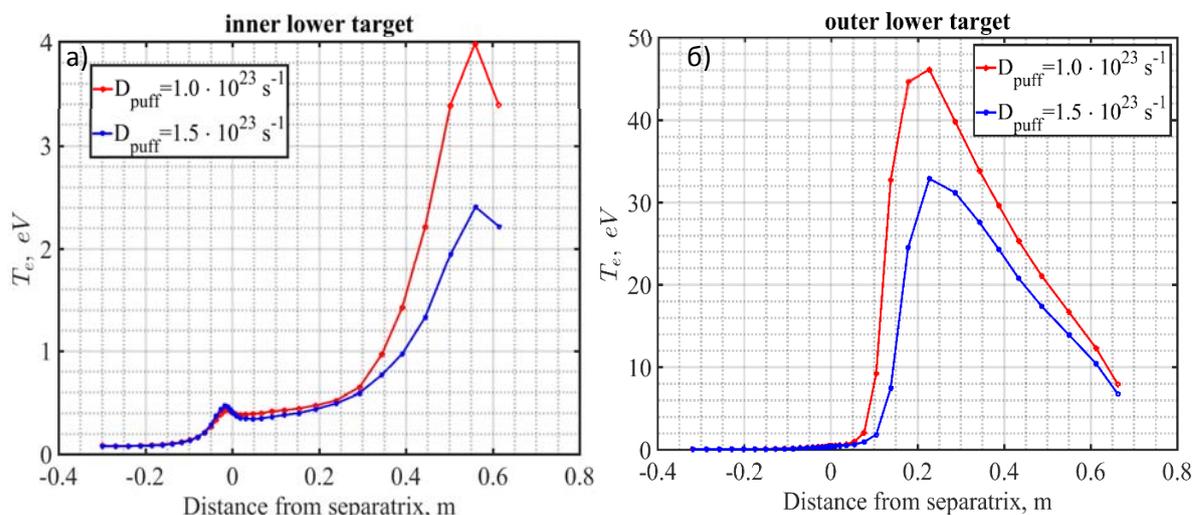


Рис. 2. Распределение температуры электронов на а) внутренней и б) внешней диверторной пластине

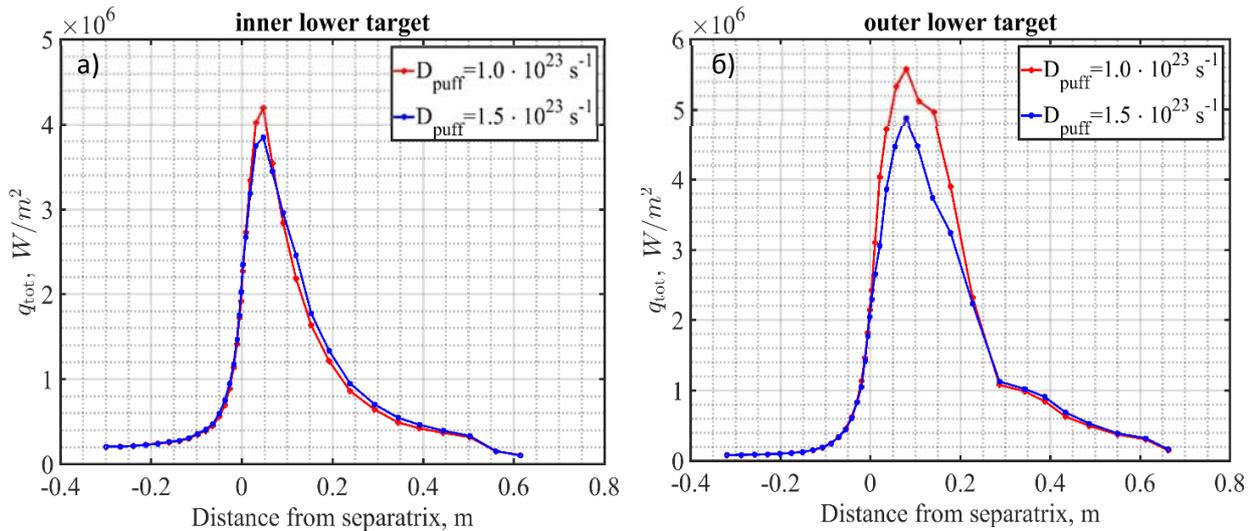


Рис. 3. Распределение плотности потока энергии на:
а) внутренней и б) внешней диверторной пластине

Как можно видеть из рис. 2б, в разряде с большим D_{puff} локальные максимумы температуры смещаются от strike point, в отличие от внутренней пластины (рис. 2а). Такой эффект наблюдался на токамаке ASDEX-Upgrade [4] и был связан с переходом плазмы в области внешнего дивертора в режим отрыва. В рассматриваемых разрядах полного перехода в режим отрыва не происходит, но происходит смещение максимумов.

Рассмотрим табл. 1, где перечислены: D_{puff} – величина напуска дейтерия, p_n – давление нейтрального дейтерия в области под X-точкой, q_{in} , q_{out} – максимальные плотности потоков энергии плазмы на внешнюю и внутреннюю (см. рис. 3) пластины дивертора, $P_{rad,in}$, $P_{rad,out}$ – потери электронов на излучение в диверторной области.

Для DEMO предполагается [3], что потери энергии на излучение примеси будут происходить и внутри сепаратрисы. Однако если сравнить данные из табл. 1 и 2, видно, что величина потерь внутри сепаратрисы на порядок меньше тех, что происходят в диверторной области.

Таблица 1. Характеристики рассматриваемых разрядов

Разряд	D_{puff} , 10^{23} s^{-1}	p_n , Па	q_{in} , $\text{МВт} \cdot \text{м}^{-2}$	q_{out} , $\text{МВт} \cdot \text{м}^{-2}$	$P_{rad,in}$, МВт	$P_{rad,out}$, МВт
1а	1.0	11	4.1	5.6	34.6	29.6
1б	1.5	15	3.8	4.9	28.6	27.6

Таблица 2. Потери энергии на линейчатое и тормозное излучения на разных ионах внутри сепаратрисы

Разряд с напуском	P_{rad}^D , МВт	P_{rad}^{He} , МВт	P_{rad}^{Ne} , МВт	P_{rad}^{sum} , МВт
$D_{puff} = 1.0 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$	0.79 (17.7%)	0.63 (14.1%)	3.05 (68.2%)	4.47
$D_{puff} = 1.5 \cdot 10^{23} \text{ s}^{-1}$	0.81 (24%)	0.45 (13.3%)	2.12 (62.7%)	3.38

В целом, исходя из табл. 1, 2 и рис. 2, 3, видно, что дополнительный напуск дейтерия начинает играть большую роль не с точки зрения потерь на линейчатое и тормозное излучения, но с точки зрения «смещения» профилей параметров плазмы от strike point и уменьшения асимметрии нагрузок на диверторные пластины.

Вывод: было получено первое моделирование пристеночной плазмы DEMO, где демонстрируется эффективность напуска неона для снижения тепловых нагрузок на диверторные пластины. Были получены плотности потока энергии на пластины менее $5 \text{ МВт} \cdot \text{м}^{-2}$, уменьшение температуры ниже 5 эВ может быть достигнуто при использовании смеси аргон-неон в дальнейших исследованиях.

Уменьшение температуры и потоков мощности плазмы на дивертор является одной из ключевых проблем управляемого термоядерного синтеза. Решение этих проблем поможет человечеству наконец обрести термоядерные электростанции как экологичный источник энергии.

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020. Численное моделирование было выполнено в Суперкомпьютерном центре (СКЦ) СПбПУ «Политехнический».

ЛИТЕРАТУРА

1. Federici G. et al. Overview of the DEMO staged design approach in Europe // Nucl. Fusion. – 2019. – V. 59. – N 6. – P. 4-5.
2. Pitts R.A. et al. Physics basis for the first ITER tungsten divertor // Nuclear Materials and Energy. – 2019. – V. 20. – P. 13-14.
3. Kallenbach A. et al. Impurity seeding for tokamak power exhaust: from present devices via ITER to DEMO // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2013. – V. 55. – N 12. – P. 2-6.
4. Kallenbach A. et al. Partial detachment of high power discharges in ASDEX Upgrade // Nucl. Fusion. – 2015. – V. 55. – N 5. – P. 1-3.

УДК 533.9.08

О.Е. Новохадская, В.Г. Капралов

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СРАВНЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТОВ МАССИВНОЙ ГАЗОВОЙ ИНЖЕКЦИИ И ПЕЛЛЕТ-ИНЖЕКЦИИ В ПЛАЗМУ ТОКАМАКА T-10

Области с большими значениями градиентов концентрации и температуры являются наиболее интересными с точки зрения исследования процессов переноса в плазме, а также формирования режимов удержания. В областях с высоким значением градиента концентрации и температуры возникает сильное радиальное электрическое поле, что приводит к частичному подавлению механизмов переноса в радиальном направлении [1].

Хордовая инжекция топливных макрочастиц в плазму токамака как раз позволяет формировать области с сильным градиентом концентрации, а также инициировать срыв плазменного разряда. Инжекция производится в тороидальном или полоидальном направлении, последнее предпочтительнее для диагностирования испарения частицы.

На токамаке T-10 применялась система хордовой инжекции, которая позволяла изменять варианты инжекции водородных и примесных макрочастиц в вертикальной плоскости и выполнять регистрацию их испарения в плазме [2]. Комплекс инжекции макрочастиц, установленный на токамаке T-10, который позволял выполнять различные варианты инжекции водородных и примесных макрочастиц, фото- и видеорегистрацию их испарения в плазме [2], влиять на режимы удержания частиц в плазме [1, 3], применять инжекцию для управления срывом плазменного разряда [4], а также осуществлять нецентральную хордовую инжекцию [5] для формирования областей с резким градиентом концентрации плазмы.

Система хордовой инжекции была установлена в диагональный порт $+30^\circ$, через этот же порт выполнялась и центральная инжекция для сравнения с хордовой инжекцией. Отклонение

макрочастицы возможно как по (ко-пеллет-инжекция) так и против (контр-пеллет-инжекция) направления вращения плазмы. Также инжекция макрочастиц позволяла управлять режимами удержания в плазме и срывом разряда.

Эксперименты на Т-10 показали [3], что при применении хордовой инжекции увеличивается длительность свечения линии $D\alpha$. А также, был выполнен анализ различных вариантов гашения плазменного разряда: срыв по предельной плотности, пеллет-инжекция и массивный газонапуск в случаях расположения клапана рядом с плазмой и вдали от неё.

В результате экспериментов методы инжекции были упорядочены по увеличению жесткости иницируемого срыва: срыв по предельной плотности за счет штатного газонапуска, массивный газонапуск в дальней зоне, массивный газонапуск в ближней зоне и наиболее жесткий вариант срыва инициировала пеллет-инжекция.

Авторы благодарят коллектив установки Т-10 за предоставленные данные и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Капралов В.Г., Рожанский В.А., Хлопенков К.В. Режим улучшенного удержания в токамаке Т-10, вызванный инжекцией медленного водородного пеллета // Письма в Журнал технической физики. – 1995. – Т. 21. – № 6. – С. 57.
2. Egorov S.M., Galkin V.A., Kapralov V.G. et al. Pellet ablation study in t-10 using a photographic technique // Proc 13 Int. Conf. Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion Res. – 1991. – P. 599.
3. Ryzhakov D.V. et al. The regime of the improved confinement with deuterium pellet injected into plasmas of tokamak T-10 with W and Li limiters // Journal of Physics: Conference Series. – 2017. – V. 907. – Iss. 1. – P. 012004.
4. Dremin M.M., Kakurin A.M., Kapralov V.G. et. al. Effect of noble gas injection on discharge disruption in T 10 tokamak // Problems of Atomic Science and Tech., Ser. Th. Fusion. – 2012. – V. 4. – P. 58.
5. Kapralov V.G., Pavlov Yu.D., Borovov A.E. et al. Co- and counter-pellet-injection in T-10 tokamak // Journal of Physics: Conf. Series. – 2017. – V. 907. – Iss. 1. – P. 012003.

УДК 533.9.01

А.Г. Полетаева¹, И.Ю. Веселова¹, Е.Г. Кавеева¹, В.А. Рожанский¹
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ИТЭР С УЗКИМ ОБДИРОЧНЫМ СЛОЕМ

В настоящее время до запуска токамака ИТЭР трудно точно предсказать, какой будет в данном токамаке ширина обдирочного слоя (Scrape-off-Layer, SOL) – узкой области за сепаратрисой, где потоки тепла и частиц движутся из области удержания плазмы в диверторную область. Ширина обдирочного слоя является одним из значимых параметров так как определяет распределение тепловой мощности на пластинах дивертора. Существует ограничение, согласно которому максимально допустимая мощность, приходящая на пластины дивертора, не должна превышать 10 МВт/м^2 . На данный момент предполагается, что ширина обдирочного слоя для ИТЭР будет около 3–4 мм, однако существуют экспериментальные скейлинги, полученные на современных токамаках, согласно которым данная ширина в случае ИТЭР может составлять 1 мм [1]. Подобная ширина SOL может привести к существенному увеличению теплового потока и, как следствие, создать недопустимые нагрузки на пластины дивертора. Ещё одним важным вопросом является рассмотрение роли дрейфовых эффектов в случае узкого обдирочного слоя, поскольку часто моделирование для расчётов параметров ИТЭР производилось без учёта дрейфов ввиду сложности подобных расчётов, но при уменьшении ширины SOL дрейфовые эффекты могут давать более существенный вклад.

Целью данной работы является моделирование пристеночной плазмы токамака ИТЭР с различными коэффициентами переноса, позволяющими получить варианты с различной шириной обдирочного слоя, их последующий анализ и определение роли дрейфов для расчётов с узким обдирочным слоем.

Моделирование проводилось с помощью кода SOLPS-ITER, включающего транспортный код для решения системы уравнений Брагинского [2] и код EIRENE, основанный на методе Монте-Карло, и предназначенный для моделирования переноса нейтральных частиц.

Аномальные коэффициенты переноса: ионная и электронная теплопроводность, диффузия и вязкость в первом случае выбирались такие же как в существующих расчётах, где были получены стандартные значения λ_q порядка 3–4 мм (далее будем называть их «стандартные коэффициенты переноса»), а во втором случае данные значения в обдирочном слое уменьшались в 4 раза (далее будем называть их «уменьшенные коэффициенты переноса»), рис. 1.

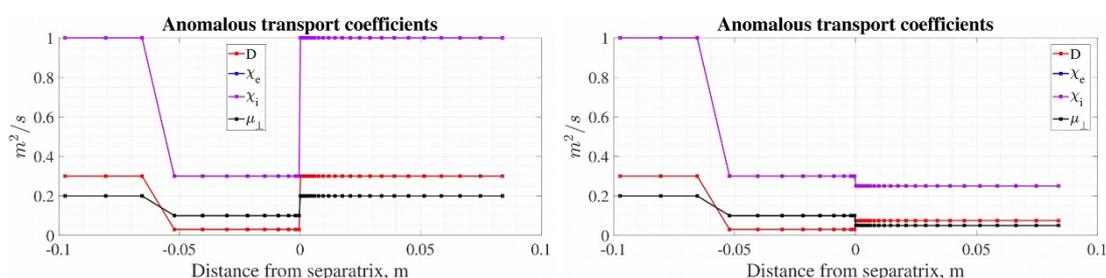


Рис. 1. Стандартные коэффициенты переноса и коэффициенты переноса, уменьшенные в 4 раза

Также был произведён расчёт с уменьшенными коэффициентами переноса, но без учёта дрейфов. В качестве излучающей примеси во всех данных расчётах использовался неон. Параметры моделирования, такие как напуск дейтерия и неона, а также давление нейтрального газа в диверторной области представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры моделирования

	Напуск дейтерия D puff.,part/s	Напуск неона Ne puff.,part/s	Давление нейтралей p_n , Pa	Мощность на внешней пластине, q_{pk} Outer, MW/m ²	Мощность на внутренней пластине, q_{pk} Inner, MW/m ²
Стандартные коэффициенты переноса	$1.3 \cdot 10^{23}$	$1.3 \cdot 10^{20}$	7	7,4	4,5
Коэффициенты переноса, уменьшенные в 4 раза	$1.3 \cdot 10^{23}$	$1.3 \cdot 10^{20}$	7	11,4	6,8
Коэффициенты переноса, уменьшенные в 4 раза; отсутствуют дрейфы	$1.3 \cdot 10^{23}$	$1.3 \cdot 10^{20}$	7	7	7,3

В ходе моделирования были получены профили потока энергии, позволяющие определить ширину обдирочного слоя для случаев с разными коэффициентами переноса. Как показано на рис. 2, основной вклад в данный поток вносит продольный перенос тепла

для электронов за счёт электронной теплопроводности, по масштабу спада которого определялась ширина обдирочного слоя посредством экспоненциальной аппроксимации данного потока (зелёная кривая на рис. 2). Для случая со стандартными коэффициентами переноса было получено значение ширины обдирочного слоя $\lambda_q=3.56$ мм, а для расчета с уменьшенными коэффициентами переноса было получено значение ширины обдирочного слоя $\lambda_q=1.73$ мм. Полученные значения согласуются с оценочной зависимостью, согласно которой ширина обдирочного слоя по потоку энергии должна быть пропорциональна корню из коэффициента аномальной теплопроводности: $\lambda_q \sim \chi^{1/2}$.

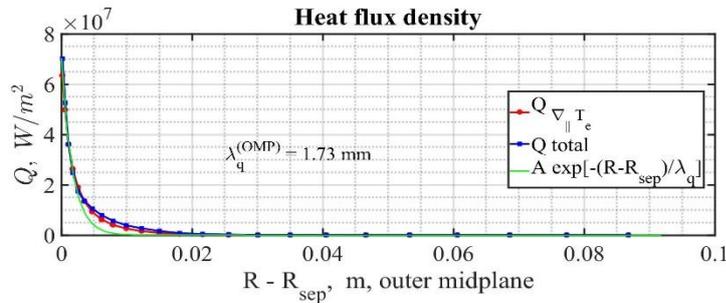


Рис. 2. Профили плотности полоидального потока энергии, электронного потока тепла и его экспоненциальная аппроксимация для узкого обдирочного слоя

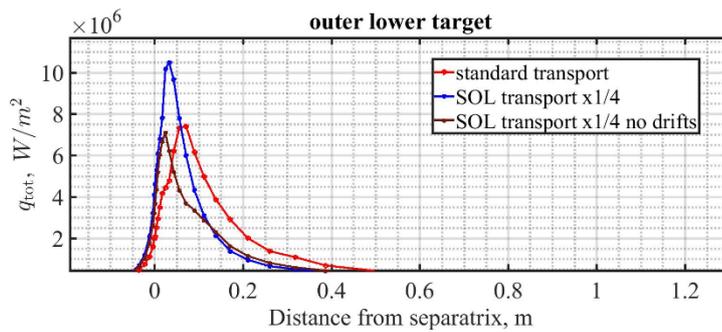


Рис. 3. Плотности потока тепла на внешней пластине дивертора

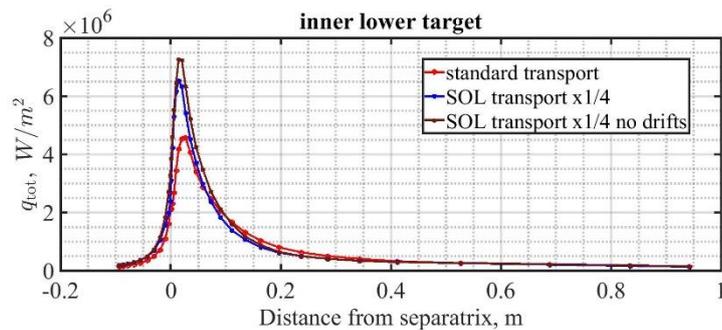


Рис. 4. Плотности потока тепла на внутренней пластине дивертора

Был проведён анализ рассматриваемых вариантов, в частности, сравнение таких параметров как концентрация, электронная и ионная температуры и эффективный заряд плазмы на внешнем обводе, а также концентрация, температура и мощность на внешней и внутренней пластинах дивертора. Показано, что в случае уменьшения коэффициентов переноса и ширины обдирочного слоя, приходящая на пластины мощность увеличивается (рис. 3 и 4). В случае узкого обдирочного слоя видно, что при данных параметрах приходящая на внешнюю пластину мощность превышает допустимый предел 10 МВт/м². Также видно, что учёт дрейфов в расчётах приводит к заметной асимметрии потоков тепла на внешней и внутренней пластине дивертора и к увеличению значения приходящей

мощности на внешней пластине, что подтверждает необходимость учёта дрейфов в случае моделирования для узкого обдирочного слоя. Данная асимметрия может быть связана с перераспределением примесей, так как вследствие дрейфового переноса примесь (в данном случае – неон) перераспределяется в Private Flux Region и скапливается у более холодной пластины, где начинает переизлучать приходящую в диверторную область мощность, что приводит к уменьшению тепловой нагрузки на внутренней пластине, но к увеличению на внешней. Все данные значения мощности на пластинах приведены в табл. 1.

Таким образом, в ходе работы было проведено моделирование пристеночной плазмы для токамака ИТЭР с различными аномальными коэффициентами переноса и получены соответствующие значения для ширины обдирочного слоя, в том числе для случая с узким обдирочным слоем. Было показано, что в случае узкого обдирочного слоя при давлении нейтрального газа 7 Па мощность, приходящая на внешнюю пластину, может превысить допустимое ограничение, а учёт дрейфовых эффектов приводит к значительной асимметрии – уменьшению мощности на внутренней пластине и увеличению на внешней пластине дивертора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eich T. et al. Scaling of the tokamak near the scrape-off layer H-mode power width and implications for ITER // Nucl. Fusion. – 2013. – V. 53. – N 9. – P. 093031.
2. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы, том 1, под ред. Леонтович М.А. – 1963. – С. 183-273.

УДК 533.9:621.039.61

А.М. Пономаренко¹, В.В. Буланин¹, А.В. Петров¹, А.Ю. Яшин¹
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД НА ТОКАМАКЕ ГЛОБУС-М2 МЕТОДОМ ДОПЛЕРОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В последнее время большое значение придается исследованию различных типов неустойчивостей в токамаках и других установках с магнитным удержанием высокотемпературной плазмы. Особый интерес представляет собой альфвеновская волна, которая возникает при наличии в плазме быстрых ионов. Это низкочастотные электромагнитные колебания, которые распространяются вдоль магнитного поля. Теоретически были получены формулы для таких характеристик данных волн, как альфвеновская скорость v_A , ее волновой вектор k и дисперсионное соотношение $\omega = v_A \cdot k$. В тороидальном магнитном поле токамака частота зависит от радиуса $\omega(R) = v_A(R) \cdot k(R)$. Поэтому развитие альфвеновских колебаний возможно в областях, где зависимость от частоты от радиуса минимально. В токамаке существует несколько таких областей, в частности есть область развития, так называемой тороидальной Альфвеновской собственной моды (ТАЕ), где частота определяется формулой $f_{TAE} = \frac{v_A}{4\pi q R}$, где q – коэффициент запаса устойчивости.

Исследование Альфвеновских неустойчивостей необходимо, так как их существование приводит к потере быстрых ионов [1, 2]. Это оказывает влияние, на нейтронный выход, уменьшая его, снижая тем самым эффективность реакции синтеза. На токамаке Глобус-М при инъекции дейтерия в дейтериевую плазму развитие ТАЕ приводило к уменьшению нейтронного потока до 25%, при этом потоки атомов перезарядки высоких энергий уменьшались на 75% [3].

На компактном сферическом токамаке Глобус-М2 проводятся исследования особенностей развития Альфвеновских неустойчивостей и степени их влияния на удержание быстрых частиц. Традиционным методом исследования является метод регистрации

колебаний магнитного поля на частотах альфвеновских мод с помощью магнитных зондов, находящихся на границе плазмы. Настоящий доклад посвящен использованию нового метода доплеровского обратного рассеяния (ДОР) для регистрации ТАЕ мод в области их возбуждения в горячей зоне токамака. Данный метод используется для регистрации обратного микроволнового рассеяния на мелкомасштабных флуктуациях плотности плазмы и определения скорости их вращения в направлении диамагнитного дрейфа заряженных частиц [4]. Для наблюдения доплеровского смещения частоты обратного рассеянного излучения используется наклонное падение зондирующего микроволнового пучка на поверхность равного коэффициента преломления. Скорость вращения флуктуаций v_{\perp} связана с величиной доплеровского смещения частоты $\Delta\omega_D$ обратного рассеянного излучения дисперсионным соотношением вида: $\Delta\omega_D = v_{\perp} \cdot k_{\perp}$, где k_{\perp} – волновое число рассеивающих флуктуаций электронной плотности плазмы, равное удвоенному волновому числу зондирующего луча вблизи отсечки. В данной работе будут приведены результаты исследования Альфвеновских неустойчивостей, полученные с использованием пятичастотной схемы доплеровского обратного рассеяния на токамаке Глобус-М2, которая позволяла проводить измерение скорости вращения одновременно на пяти малых радиусах токамака. Зондирующие частоты были выбраны таким образом, чтобы проводить исследования в пространственной области от сепаратрисы до половины малого радиуса, и имели значения 29, 39, 50, 55 и 60 ГГц.

Обратное рассеяние на альфвеновских модах невозможно, так как их масштаб значительно превосходит размер мелкомасштабных колебаний, обратное рассеяние на которых доступно для регистрации. Однако радиальное электрическое поле альфвеновской волны приводит к появлению скорости вращения плазменных флуктуаций в направлении дрейфа в скрещенном электрическом поле и магнитном поле токамака. Осциляция этой скорости с частотой альфвеновской моды, как раз может быть зарегистрирована. По амплитуде колебаний скорости определялась амплитуда колебаний радиального электрического поля и соответствующая амплитуда колебаний магнитного поля альфвеновской волны [5]. Примечательно, что можно было получить абсолютные значения всех указанных величин. Основная задача, поставленная в этой работе, была определить влияние величины тороидального магнитного поля на локализацию ТАЕ. С данной целью были выбраны два разряда с характеристиками, приведенными в табл. 1.

Таблица 1. Рассматриваемые разряды

	#39197	#39232
Магнитное поле В,Т	0.5	0.7
Ток разряда I, кА	240	330
Плотность $n_e, 10^{19} \text{ м}^{-3}$	2.1	2

При построении радиального профиля амплитуды колебаний скорости на частоте ТАЕ для магнитного поля 0.5 Т были также использованы данные для разряда #37001, которые были получены ранее при частотах зондирования 29, 39 и 48 ГГц. Эти данные совместно с данными, полученными в разряде #39197, позволили восстановить полный радиальный профиль скорости вращения. Это обосновано тем, что на токамаке Глобус-М2 в разряде #39197 были воспроизведены условия разряда #37001. Можно полагать, что данные двух экспериментов описывают область локализации ТАЕ.

Результирующий профиль скорости представлен на рис. 1. Полученное радиальное распределение демонстрирует спад колебаний ТАЕ к центру разряда. Благодаря полученным данным можно в принципе отобрать из предложенных теоретических моделей, описывающих развитие ТАЕ в токамаке Глобус-М/М2 [6], ту, что дает наиболее близкие к эксперименту результаты по частоте и локализации моды. Чтобы получить точную информацию о максимуме более высоких магнитных полей необходимо повторно воспроизвести условия

разряда #39232 и использовать промежуточные частоты зондирования. Однако уже сейчас видно, что с увеличением магнитного поля локальный максимум ТАЕ сместился ближе к центру, что подтверждает некоторые теоретические модели [6].

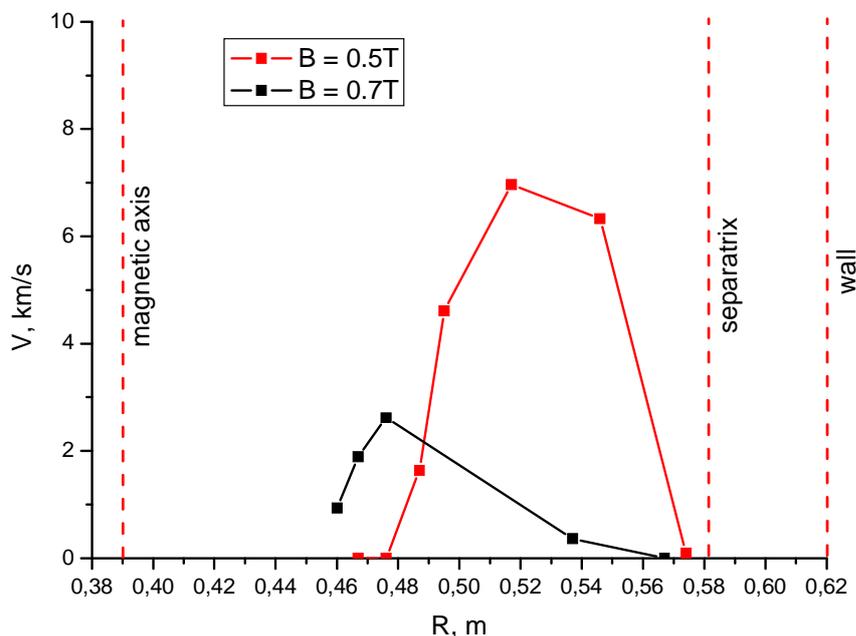


Рис. 1. Радиальная зависимость амплитуды колебаний скорости вращения в ТАЕ. Черная линия – 0.7Т; красная линия – 0.5Т

По результатам работы можно сделать вывод, что локализация ТАЕ действительно зависит от значения магнитного поля и с его увеличением данные флуктуации смещаются ближе к центру, что может приводить к еще большей потере быстрых частиц во время инжекции. Данное явление может быть успешно продемонстрировано помощью метода ДОР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Podestà M. Study of chirping toroidicity-induced Alfvén eigenmodes in the National Spherical Torus Experiment // Nucl. Fusion. – 2012. – V. 52. – N 094001.
2. Strait E.J. Doppler shift of the TAE mode frequency in DIII-D // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1994. – V. 36 – N 1211.
3. Петров Ю.В. Влияние тороидальных альфвеновских мод на удержание быстрых частиц в сферическом токамаке Глобус-М // ПЖТФ. – 2014. – Т. 40. – № 24.
4. Hirsch M. Doppler reflectometry for the investigation of propagating density perturbations // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2001. – V. 4. – N 1641.
5. Буланин В.В. Применение метода многочастотного доплеровского обратного рассеяния для исследования альфвеновских мод в токамаке // ПЖТФ. – 2019. – Т. 45 – № 21.
6. Медведев С.Ю., Мартынов А.А., Гусев В.К. Расчеты тороидальных Альфвеновских мод в плазме в плазме сферического токамака Глобус-М // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2018. – Т. 41. – № 2.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НИЖНЕГИБРИДНОГО ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКОГО КОДА FRTC И КОДА ASTRA

Нижнегибридный (НГ) метод поддержания тока потенциально может быть использован в качестве эффективного способа генерации тока по среднему и периферийному радиусам плазменного шнура для уширения профиля тока в ИТЭР, который будет работать с тяжелыми изотопами водорода.

В данной работе представлены результаты численного моделирования генерации тока увлечения с помощью замедленных ВЧ волн в нижнегибридном диапазоне в токамаке Глобус-М2 [1] и проведено сравнение работы динамического и стационарного FRTC кода на примере токамака ФТ-2. Расчеты НГ генерации тока проводились для условий экспериментов с дейтериевой плазмой. Результаты моделирования сравниваются с экспериментальными данными. Для интерпретации экспериментальных результатов, указывающих на высокую эффективность НГ генерации тока, проводилось комплексное моделирование распространения и поглощения НГ волн в плазме токамаков ФТ-2 и Глобус-М2 с помощью системы кодов ASTRA [2], Grill3D [3], EFIT [4] и FRTC [5], в котором использовался метод Кранка–Николсона [6] 2 порядка точности по времени и 2 порядка точности по координате для решения уравнения Фоккера–Планка (1).

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial v} \left\{ D(v) \frac{\partial f}{\partial v} \right\} + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{1}{v^3} \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{f}{v^2} \right\} \pm E \frac{\partial f}{\partial v}, \quad (1)$$

где $\tau = t/\tau_0$ – время, нормированное на Спитцеровское время столкновений для электронов, $v = v_{||}/v_{Te}$ – это компонента скорости электронов, параллельная магнитному полю, нормированная на тепловую скорость электронов ($v_{Te} = \sqrt{T_e/m_e}$), $E = E_{||}/E_D$ – компонента электрического поля, нормированная на поле Драйзера ($E_D = m_e v_{Te}/\tau_0 |e|$), а $D(v)$ – квазилинейный коэффициент диффузии, нормированный на v_{Te}^2/τ_0 .

Код FRTC может работать в двух режимах: динамическом, когда код постоянно обменивается данными с кодом ASTRA, и стационарном, когда FRTC работает без кода ASTRA (на вход подается файл с записанными расчетными параметрами). Для сравнения работы схемы решения уравнения Фоккера–Планка в стационарной версии FRTC и в динамической были использованы параболические коэффициенты диффузии (рис. 1а), которые отражают реальный вид коэффициента диффузии в FRTC (рис. 1б). Расчеты были выполнены с учетом электрического поля.

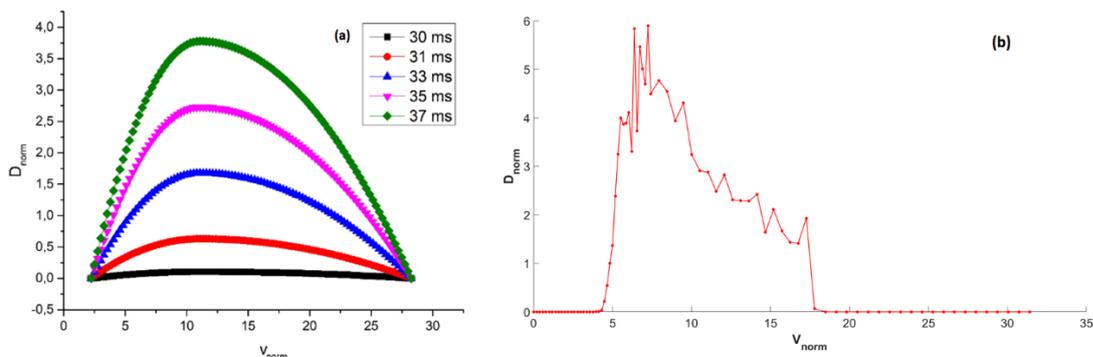


Рис. 1. а) Вид модели коэффициента диффузии соответствует нарастающей мощности антенны от 0 до 60 кВт в промежутке времени от 30 до 37 мс. б) Коэффициент диффузии, рассчитанный в FRTC

Из рис. 2а видно, что в стационарном расчете ток насыщается при $t = 32\text{ms}$. Также видно, что после выхода на насыщение токи начинают колебаться, что свидетельствует о неустойчивости схемы решения уравнения Фоккера–Планка. Однако по амплитуде данные колебания составляют не более 10% от значения тока. В динамическом расчете (см. рис. 2б) полное замещение тока происходит в момент времени $t = 36.5\text{ms}$ – заметно позже, чем при расчете стационарным кодом. Данный результат соответствует действительности, поскольку стационарный код не учитывает эволюцию функции распределения, что приводит к переоценке тока увлечения.

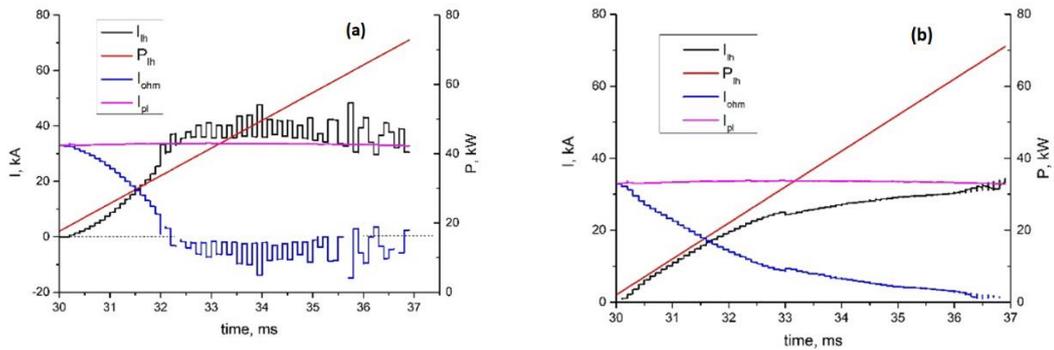


Рис. 2. а) Результат расчета НГ тока увлечения стационарным кодом. б) Результат расчета НГ тока увлечения динамическим кодом. Красным показана нарастающая мощность

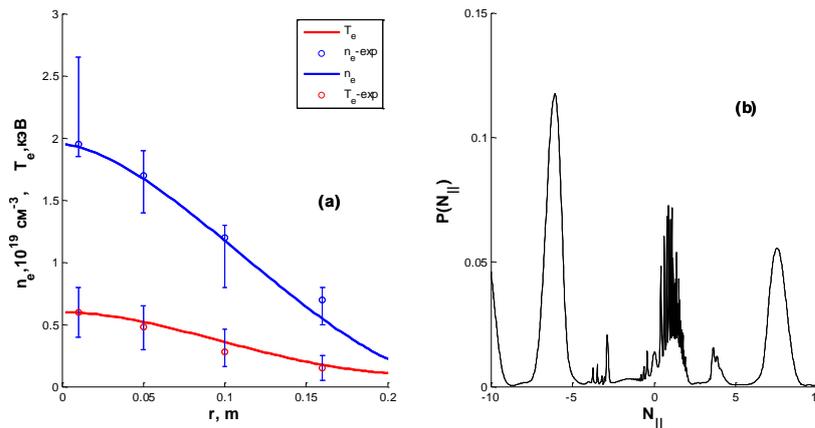


Рис. 3. Параметры для расчета: (а) Модель профиля температуры (красным) и плотности (синим). (б) Спектр замедлений в тороидальном направлении

Для численного моделирования НГ эксперимента на токамаке Глобус-М2 был выбран разряд в водороде #38689 от 14.02.2020 с одним из лучших показателей падения напряжения на обходе $\Delta U/U \approx 60\%$. Полный ток по плазме поддерживался на уровне $I_p = 170\text{ kA}$, тороидальное магнитное поле $B_T = 0.8\text{ T}$, среднечордовая плотность $\langle n \rangle = 1.17 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$, плотность плазмы в центре $n_{e0} = 2 \times 10^{19}\text{ cm}^{-3}$ (по данным измерений плотности с помощью диагностики томсоновского рассеяния), плотность плазмы на периферии $n_{eb} = 1.1 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ (по данным зондовых измерений), градиент плавно нарастает от периферии к центру в соответствии с выводами [7], температура плазмы в центре $T_{e0} = 600\text{ кэВ}$, дополнительно вводимая мощность для генерации НГ тока $P_{cd} = 150\text{ кВт}$, длительность импульса 25мс, начиная с 181мс (в эксперименте начало импульса при $t = 179\text{мс}$). Электронная температура не изменялась после старта импульса ВЧ-мощности. Геометрические параметры плазмы, вытянутость $k = 1.95$ и треугольность $\delta = 0.48$, рассчитывались с помощью кода EFIT. Спектр замедлений возбуждаемых волн, рассчитанный

с помощью кода Grill3D в соответствии с профилем плотности и параметрами разряда, интегрированный по перпендикулярному к полю направлению [8], показан на рис. 3b. Спектр характеризуется двунаправленностью (по отношению к плазменному току) и наличием нескольких максимумов распределения ВЧ-мощности $P(Nz)$.

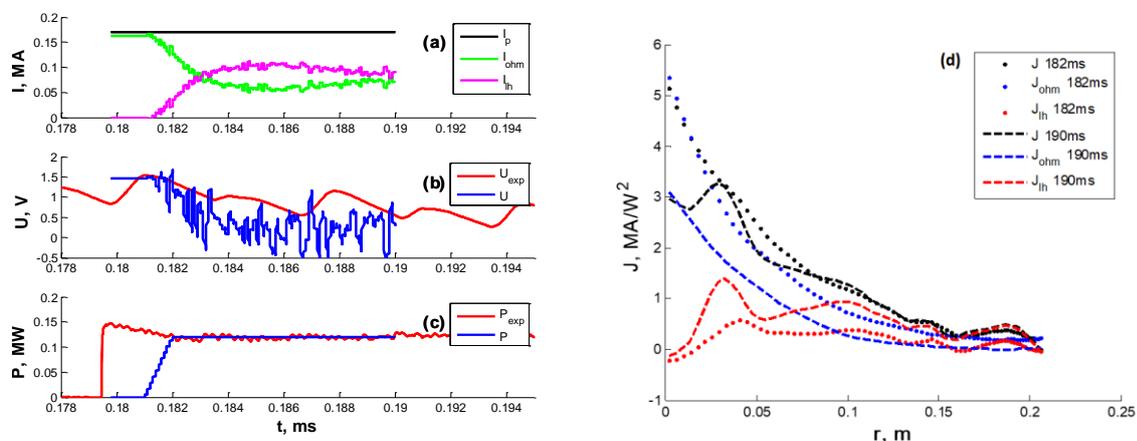


Рис. 4. а) – с) Сравнение подсадки напряжения в динамическом расчете и в эксперименте. Вводимая мощность в расчете и в эксперименте. Графики зависимости полного и НГ токов от времени для стационарного и динамического расчетов. d) Профиль плотности полного тока (черным), НГ тока (красным), омического тока (синим) в моменты времени $t = 182$ мс и $t = 190$ мс

Время выхода функции распределения электронов на стационар в токамаке Глобус-М2 оценивается как $t_{asymp} \sim 2$ мс [9], что соответствует расчетному времени достижения НГ током плато при $t = 184$ мс на уровне $I_{th} = 100$ кА (60% от полного тока, рис.4а). Падение напряжения в эксперименте от среднего уровня (за период времени от 150 до 180 мс) $U_0 = 1.5$ В до значения $U = 0.5$ В (усредненного за период от 190 мс до 205 мс) соответствует падению расчетного напряжения (рис. 4b), при этом в расчете напряжение падает быстрее, что может объясняться неточным подбором формы профилей плотности и температуры в расчете. На рис. 4d показана эволюция профиля плотности тока с 182 мс по 190 мс. Распределение плотности тока демонстрирует проникновение НГ волн вглубь плазменного шнура в модернизированном токамаке с повышенным тороидальным полем, вследствие чего образовался пик на $r = 3$ см. Расчет лучевых траекторий подтверждает данное наблюдение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Минаев В.Б., Гусев В.К., Сахаров Н.В., Петров Ю.В., Варфоломеев В.И., Бахарев Н.Н., Беляков В.А., Брунков П.Н., Буланин В.В., Воронин А.В., Давыденко В.И., Дьяченко В.В., Жилин Е.Г., Кавин А.А., Киселев Е.О., Коновалов А.Н., Корнев В.А., Курские Г.С., Мелник А.Д., Минеев А.Б., Миронов М.И., Мирошников И.В., Новохатский А.Н., Ошуев Л.Ю., Патров М.И., Петров А.В., Рожанский В.А., Савельев А.Н., Сениченков И.Ю., Сладкомедова А.Д., Солоха В.В., Тельнова А.Ю., Токарев В.А., Толстяков С.Ю., Хитров С.А., Хромов Н.А., Чернышев Ф.В., Щеголев П.Б., Шиховцев И.В., Яшин А.Ю. Сферический токамак Глобус-М2: первые результаты // В сборнике: XLV Международная Звенигородская конференция по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. – Звенигород, 02-06 апреля 2018 г. – С. 52.
2. Pereverzev G.V., Yushmanov P.N. // Automated System for Transport Analysis IPP-Report IPP 5/98, 2002.
3. Irzak M.A., Shcherbinin O.N. // Nucl. Fusion. – 1995. – V. 35. – P. 1341-56.
4. Lao L.L., John H.St., Stambaugh R.D., Kellman A.G., Pfeiffer W. // Nucl. Fusion. – 1985. – V. 25. – P. 1611.
5. Piliya A.D., Saveliev A.N // JET Joint Undertaking, Abingdon, Oxfordshire, OX14 3EA, 1998.

6. Crank J., Nicolson P. A practical method for numerical evaluation of solutions of partial differential equations of the heat conduction type. – Proc. Camb. Phil. Soc. – 1947. – V. 43 (1). – P. 50-67.
7. Дьяченко В.В., Ирзак М.А., Черотченко Е.Д., Щербинин О.Н. // Физика плазмы. – 2013. – Т. 39. – № 2. – С. 141-150.
8. Gusakov E.Z., Dyachenko V.V., Irzak M.A., Khitrov S.A., Saveliev A.N., Shcherbinin O.N. // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2010. – V. 52. – P. 075018.
9. Saveliev A.N. // EPJ Web of Conferences. – 2017. – V. 157. – P. 03045.

УДК 533.916

Н.В. Штырхунов, И.Ю. Сениченков, Е.Г. Кавеева, В.А. Рожанский
Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКАМАКА ASDEX UPGRADE В РЕЖИМЕ С ИЗЛУЧАЮЩЕЙ X-ТОЧКОЙ

Снижение тепловых нагрузок является важной задачей для токамаков, таких как ITER или DEMO. В будущих токамаках поток энергии, выходящий из зоны удержания, будет слишком большим, чтобы его можно было достаточно подавить в диверторной области. Одним из вариантов решения данной задачи может стать подавление потоков энергии внутри сепаратрисы над X-точкой – режим с излучающей X-точкой. Экспериментально было доказано его существование на токамаках ASDEX UPGRADE [1] и JET [2]. В работе [3] был продемонстрирован уход в радиационный коллапс до достижения экспериментальной интенсивности напуска азота при малых мощностях разряда, и режим с излучающей X-точкой не был достигнут.

В данной работе выполнено численное моделирование пристеночной плазмы токамака ASDEX UPGRADE при больших мощностях разряда с использованием азота в качестве излучающей примеси и дейтерия, как основного газа. Численное моделирование производилось с помощью кода SOLPS-ITER.

Изначально были проведены расчёты с фиксированным напуском дейтерия равным $2 \cdot 10^{22} \text{ с}^{-1}$ и различными вариациями параметров мощности нагрева и напуска азота. Все комбинации представлены в табл. 1.

Таблица 1.

Комбинации параметров напуска азота, мощности нагрева, использованные в моделировании. В правом столбце представлены значения, при которых наступает радиационный коллапс

$P, \text{ МВт}$	$\dot{N}, \text{ с}^{-1}$			
15	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{21}$	$1.3 \cdot 10^{21}$
12	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	$5 \cdot 10^{20}$	$9 \cdot 10^{20}$
8	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	$6 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{20}$
5	$2 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{20}$	$3 \cdot 10^{20}$	$4 \cdot 10^{20}$

Рассмотрим серию расчетов, где мощность разряда равна 15 МВт. Было получено значительное подавление плотностей потоков энергии на дивертор и достигнут режим отрыва, что видно на рис. 1. Также при наибольшем значении напуска азота $1.3 \cdot 10^{21} \text{ с}^{-1}$ наблюдается значительное подавление потоков энергии в зоне удержания, что видно на рис. 2.

В результате данных расчётов не был достигнут режим с излучающей X-точкой. При увеличении напуска азота происходит переход в режим отрыва, а после него наступает радиационный коллапс. Данный переход происходит из-за того, что при повышении напуска частиц не наступает стационарного состояния и происходит падение откачки частиц в расчетной области, из-за чего их общее число растёт, что видно на рис. 3, и потери на

излучение увеличиваются. Это наблюдалось и при других мощностях разряда. Таким образом, существует граница мощности нагрева, при пересечении которой происходит уход в радиационный коллапс.

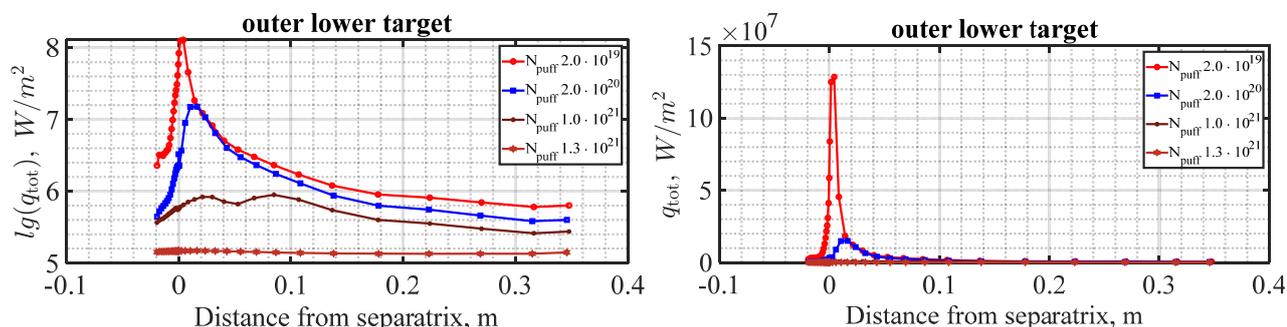


Рис. 1. Профиль плотности потока энергии на внешнюю пластину дивертора в логарифмическом (слева) и в линейном (справа) масштабах

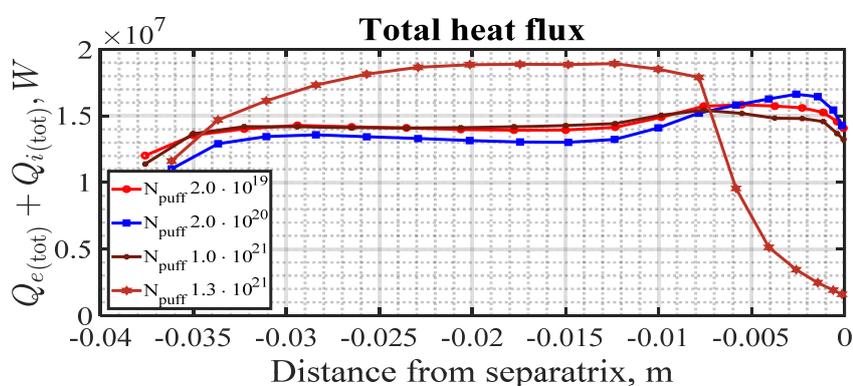


Рис. 2. Поток тепла из зоны удержания на внешнем обводе в экваториальной плоскости

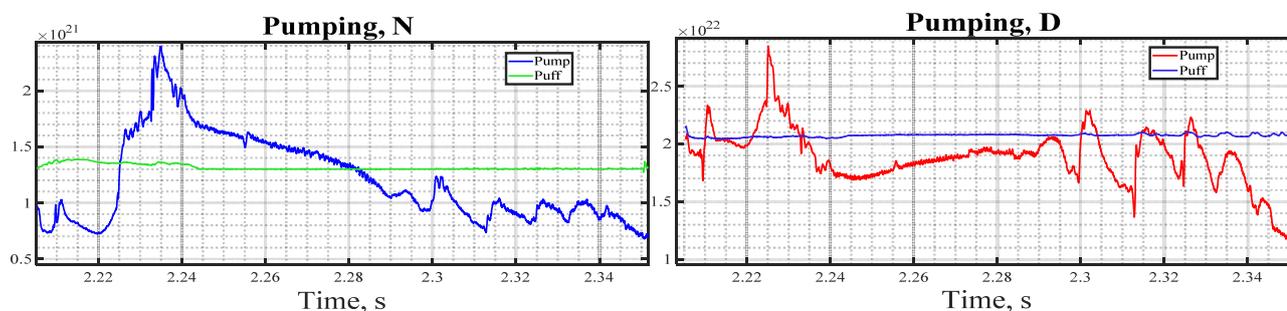


Рис. 3. Графики баланса напуска и откачки для азота (слева) и дейтерия (справа)

Так как данный способ не удался, было решено зафиксировать количество азота в расчетной области. Были проведены расчёты с постоянной электронной и ионной температурами, равными 450 эВ, и фиксированной плотностью дейтерия и азота на границе расчетной области (напуск частиц отключен) со стороны зоны удержания. Диапазон значений граничных условий и полученных при данных параметрах мощности нагрева представлены в табл. 2.

Таблица 2. Комбинации концентраций азота и дейтерия на границе расчетной области

$n_{D+}^{core}, \text{M}^{-3}$	$n_{N7+}^{core}, \text{M}^{-3}$	$P, \text{МВт}$
$5 \cdot 10^{19}$	От $1 \cdot 10^{18}$ до $7 \cdot 10^{18}$	От 3.4 МВт до 8.3 МВт
$6.5 \cdot 10^{19}$	От $8 \cdot 10^{18}$ до $1.2 \cdot 10^{19}$	От 15.5 МВт до 16.1 МВт

Рассмотрим расчет с самой большой концентрацией ионов азота и дейтерия на границе расчетной области. В данном расчете достигается глубокий режим отрыва на диверторе, о чем свидетельствуют малые плотности потоков энергии и электронная температура порядка 1 эВ на рис. 4. Также наблюдается значительное падение потока энергии, выходящего через сепаратрису, который показан на рис. 5. Масштаб падения потока энергии $\lambda_q = 2.5$ мм.

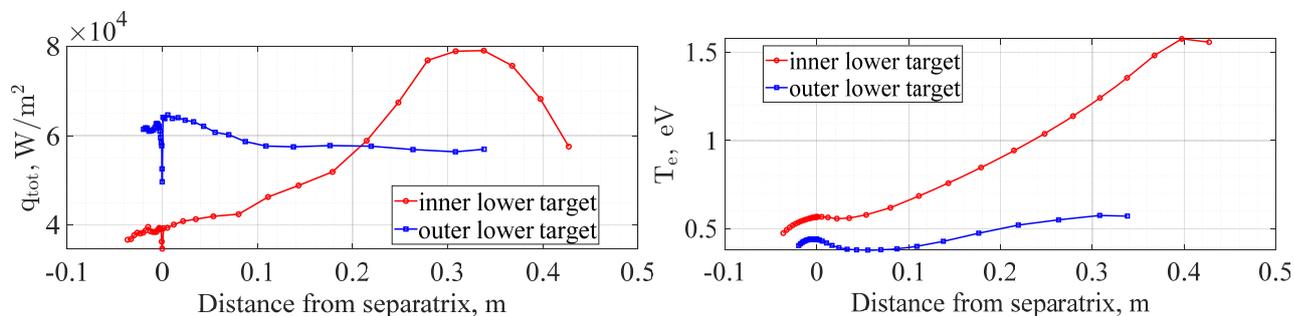


Рис. 4. Профили плотности потока энергии (слева) и электронной температуры на внутреннем и внешнем диверторе (справа)

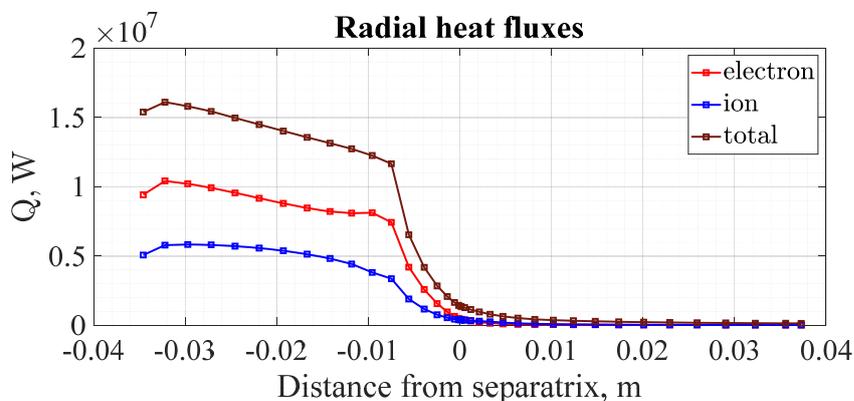


Рис. 5. Радиальные потоки тепла, проходящие через сепаратрису

Был обнаружен максимум потенциала над X-точкой. Данный максимум потенциала появляется из-за того, что для сохранения протекания тока в холодной области нужно большее электрическое поле из-за падения проводимости.

По итогам данной работы можно сделать следующие выводы. При фиксированных напусках азота и дейтерия достигнуть режима с излучающей X-точкой не удалось. Данный режим был достигнут при фиксированной плотности ионов азота и дейтерия на границе расчетной области. Было обнаружено значительное падение потоков тепла внутри сепаратрисы, масштаб падения $\lambda_q = 2.5$ мм совпадает с характерным масштабом падения потоков энергии в обдирочном слое в режимах без излучающей X-точки. Режим с излучающей X-точкой характеризуется максимумом потенциала, который необходим для протекания тока.

Настоящая работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания в сфере науки по проекту № 0784-2020-0020. Численное моделирование было выполнено в Суперкомпьютерном центре (СКЦ) СПбПУ «Политехнический».

ЛИТЕРАТУРА

1. Reimold F. Divertor studies in nitrogen induced completely detached H-modes in full tungsten ASDEX Upgrade // Nucl. Fusion. – 2015. – V. 55. – N 033004. – P. 1-12.
2. Glöggl S. et al. Characterisation of highly radiating neon seeded plasmas in JET-ILW // Nucl. Fusion. – 2019. – V. 59. – N 126031. – P. 7-9.
3. Senichenkov I.Yu. et al. On mechanisms of impurity leakage and retention in the tokamak divertor // Plasma Phys. Control. – 2019. – V. 61. – N 045013. – P. 5, 7-8.

УДК 616.248+616.61

А.О. Аратова¹, А.О. Анпилова², Е.О. Богданова², Т.С. Васильева², О.В. Галкина²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Первый Санкт-Петербургский государственный
медицинский университет им. академика И.П. Павлова

**РОЛЬ БИОМАРКЕРОВ ХРОНИЧЕСКОЙ БОЛЕЗНИ ПОЧЕК
В ПАТОГЕНЕЗЕ БРОНХИАЛЬНОЙ АСТМЫ**

Важную роль в современной врачебной практике играет принцип единой патологии. При постановке диагноза исходят из предположения, что все наблюдаемые болезненные проявления имеют общую причину. Бесперывная совместная работа органов и систем органов поддерживает гомеостаз, гарантирует нормальное функционирование организма. Нарушение работы одного из звеньев может приводить к нарушению функционирования всей системы. В связи с этим перспективным является изучение сосуществующих заболеваний и выявление связывающего их единого патогенетического механизма. Одним из примеров может служить сочетание таких патологий как бронхиальная астма (БА) и хроническая болезнь почек (ХБП). Доказано, что БА влияет на течение многих хронических заболеваний таких, как ишемическая болезнь сердца [1] и сахарный диабет [2]. Однако существуют единичные исследования, посвященные изучению влияния БА на возникновение и прогрессирование ХБП. По результатам этих исследований авторы делают вывод, что пациенты с БА имеют повышенный риск развития ХБП [3]. Хроническая болезнь почек сама по себе является серьезной медицинской и социальной проблемой. Снижение функции почек наблюдается у 36% лиц старше 60 лет, в 16% случаев отмечается у лиц трудоспособного возраста, а при наличии сердечно-сосудистых заболеваний частота возрастает до 26%. Оказание помощи пациентам с ХБП требует высоких материальных затрат. В первую очередь, это связано с проведением заместительной почечной терапии – диализа и трансплантации почек, которая жизненно необходима пациентам с терминальной почечной недостаточностью [4]. ХБП также может оказывать значительное системное влияние. Известно, что снижение функции почек является важной причиной ускоренного развития патологических изменений сердечно-сосудистой системы. При ХБП, отражающей повреждение почек различной природы, зачастую развиваются артериальная гипертензия и дислипидемия [5], что приводит к дальнейшему прогрессированию почечной недостаточности, а также развитию атеросклероза. Понимание взаимного влияния БА и ХБП, выявление общности механизмов их патогенеза и установление общих факторов патогенеза необходимо для разработки наиболее эффективных методов лечения. Вопрос о сходстве патологических механизмов и установлении общих молекулярных факторов является ключевым для понимания влияния БА на развитие ХБП.

Ведущей гипотезой взаимосвязи БА и ХБП сейчас является хроническое воспаление. Доказана корреляция уровня провоспалительного цитокина TNF- α (повышение уровня которого отмечают при ХБП) с патофизиологическими механизмами при БА [3].

Выявление общих маркеров БА и ХБП играет важную роль для разработки диагностики, мониторинга и контроля эффективности лечения обоих заболеваний. Многие биомаркеры повреждения почек используются и в пульмонологии. Для нефрологов эти маркеры позволяют проводить раннее выявление патологических изменений в почках, определять их характер, дифференцировать поражение разных отделов нефрона, установить стадию процесса, оценить выраженность воспаления. С другой стороны, будучи молекулами, участвующими в целом

ряде общебиологических процессов (воспаление, иммунное реагирование, апоптоз и т.п.), они имеют значение в качестве молекулярных факторов патогенеза и при БА.

Одним из наиболее перспективных прогностических маркеров хронической болезни почек в современной лабораторной диагностике является липокалин, ассоциированный с желатиназой нейтрофилов (липокалин-2, NGAL), определенный в моче пациентов. Этот небольшой белок в малых количествах присутствует в нейтрофилах костного мозга, эпителии канальцев нефрона, адипоцитах и гепатоцитах, а также в эпителии трахеи и легких. Доказано, что значительное повышение мочевого пула NGAL указывает на дистрофию и атрофию канальцев, фибропластические изменения тубулоинтерстиция. В единичном исследовании, проведенном в 2015 году, определение сывороточного NGAL не дало прогностического результата у детей с БА. Однако авторы отмечают, что роль липокалина-2 в патогенезе БА остается все еще неизвестной и требует дальнейших исследований [6].

Концентрация молекулы повреждения почек-1 – KIM-1 повышается в моче пациентов с ХБП и острым повреждением почек (ОПП) при повреждении проксимальных канальцев почек. В обзоре 2017 года приведены результаты единственной работы по исследованию KIM-1 в моче детей с БА [7].

CysC – маркер снижения скорости клубочковой фильтрации при хронической болезни почек. Это белок, который стабильно синтезируется клетками, содержащими ядра, он свободно фильтруется мембраной клубочков и, метаболизируясь в почках, не секретируется проксимальными канальцами почек. Достоверное повышение уровня CysC у больных с БА было доказано в нескольких исследованиях. [7]. Вопрос о возможности применения маркера ХБП CysC в качестве биомаркера у больных БА остается открытым.

TNF- α – провоспалительный цитокин, продуцируемый макрофагами и эозинофилами, ассоциируют как с ремоделированием бронхов при БА, так и со снижением функции почек при ХБП. Вероятнее всего именно гиперэкспрессия TNF- α характерна для тяжелого течения данных заболеваний.

В результате исследования 2014 года было показано, что повышенная концентрация сывороточного VEGF может являться маркером ремоделирования и хронического воспаления бронхов [8]. VEGF – фактор роста эндотелия сосудов. Низкий уровень мочевого VEGF – предиктор снижения функции почек в долговременном прогнозе.

Измерение данных маркеров в моче и сыворотке пациентов с заболеваниями дыхательных путей, в особенности с бронхиальной астмой, помогут приблизиться к пониманию ассоциации этой патологии с механизмами хронической болезни почек.

Целью работы является рассмотрение проблемы риска развития хронической болезни почек при бронхиальной астме и анонсирование результатов исследования общих молекулярных факторов патогенеза БА и ХБП. Задача исследования – сравнить маркеры повреждения почек при двух заболеваниях: бронхиальная астма и хроническая болезнь почек.

Для проведения исследования собраны образцы 64 пациентов, находящихся на стационарном лечении в клиниках ПСПбГМУ им. ак. И.П. Павлова с хроническими заболеваниями дыхательных путей. У 45 из них диагностирована смешанная астма, у 14 – неаллергическая астма, у 2 – хроническая обструктивная легочная болезнь, у 3 – хронический бронхит, у 2 – бронхоэктатическая болезнь. Возраст пациентов 65 ± 8 лет ($M \pm SD$).

Критериями исключения являлись: ХБП 3-5, острое повреждение почек, острые и хронические инфекционные заболевания, сердечная недостаточность, онкологические заболевания. Контрольная группа, в которую будут входить условно здоровые добровольцы, в процессе набора. Все пациенты подписывали информированное согласие на участие в исследовании.

Образцы крови и утренней мочи доставляли в лабораторию в течение 15 минут после получения биоматериала. Кровь и утреннюю мочу центрифугировали при 1500 g в течение

10 мин, после чего аликвотированный биоматериал хранили до проведения эксперимента при температуре -80°C (не более шести месяцев).

На данном этапе пилотного исследования у пациентов измерена концентрация креатинина сыворотки крови, рассчитана скорость клубочковой фильтрации (СКФ) по формуле СКД EPI. Измерение креатинина проводилось модифицированным методом Яффе путем регистрации кинетики реакции. Значение концентрации креатинина сыворотки крови $0,071 \pm 0,024$ ммоль/л ($M \pm SD$), расчетная СКФ $83,1 \pm 11,6$ мл/мин/ $1,73\text{м}^2$ ($M \pm SD$). У всех пациентов, вошедших в исследование, СКФ была ниже 90 мл/мин/ $1,73\text{м}^2$, но выше 60 мл/мин/ $1,73\text{м}^2$, что свидетельствует о ранних стадиях ХБП.

На следующем этапе исследования планируется измерение концентрации низко- и высокомолекулярных белков в образцах утренней разовой порции мочи и сыворотки крови. Концентрации альбумина, CysC будут определены иммунотурбидиметрическим методом на анализаторе «СА-90» («Furuno», Япония). Концентрация NGAL – на анализаторе «ARCHITECT iSR2000» («Abbott», США) методом хемилюминесцентного иммуноанализа на микрочастицах, Концентрация KIM-1, VEGF, TNF α будет определена методом иммуноферментного анализа. Общий белок будет измерен колориметрическим методом с пирогаллоловым красным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Iribarren C., Tolstykh I.V., Miller M.K. et al. Adult Asthma and Risk of Coronary Heart Disease, Cerebrovascular Disease, and Heart Failure: A Prospective Study of 2 Matched Cohorts // *Am. J. Epidemiol.* – 2012. – V. 176(11). – P. 1014-1024.
2. Иванов В.А., Сорокина Л.Н., Минеев В.Н. и др. Сочетание бронхиальной астмы и сахарного диабета: синергизм или антагонизм? // *Пульмонология.* – 2014. – Т. 6. – С. 103-107.
3. Huang H.L., Ho S.Y., Li C.H. et al. Bronchial asthma is associated with increased risk of chronic kidney disease // *BMC Pulm. Med.* – 2014. – V. 14. – P. 80.
4. Смирнов А.В. (ред.). Национальные рекомендации. Хроническая болезнь почек: основные принципы скрининга, диагностики, профилактики и подходы к лечению // СПб.: Левша, 2012. – 23 с.
5. Смирнов А.В., Добронравов В.А., Каюков И.Г. Кардиоренальный континуум: патогенетические основы превентивной нефрологии // *Нефрология.* – 2005. – Т. 9(3). – С. 7-15.
6. Akelma A.Z., Kanburoglu M.K., Cizmeci M.N. et al. Level of serum neutrophil gelatinase-associated lipocalin in childhood asthma // *Allergol Immunopathol (Madr).* – 2015. – V. 43(2). – P. 142-146.
7. Минеев В.Н., Васильева Т.С., Деев Д.М. Существует ли риск развития хронической болезни почек у пациентов с бронхиальной астмой? // *Нефрология.* – 2017. – Т. 21(4). – С. 40-47.
8. Лебеденко А.А., Семерник О.Е., Аванесян А.А. Роль фактора роста эндотелия сосудов в генезе хронического аллергического воспаления у детей с бронхиальной астмой // *Журнал фундаментальной медицины и биологии.* – 2014. – Т. 3. – С. 24-28.

УДК 577.218; 577.128

К. Аббас¹, Н.В. Цымбаленко²

¹Санкт-Петербургский государственный университет,

²ФГБНУ «Институт экспериментальной медицины»

ВЛИЯНИЕ ОЖИРЕНИЯ НА МЕТАБОЛИЗМ МЕДИ В ПЕЧЕНИ МЫШЕЙ, СОДЕРЖАВШИХСЯ НА ВЫСОКОКАЛОРИЙНОЙ ДИЕТЕ

Традиционно жировую ткань рассматривают как энергетическое депо. Однако данные об участии жировой ткани в синтезе цитокинов и гормонов [1], некоторых сывороточных белков, участие в межорганной регуляции, ответственность за развитие диабета и опухолей [2], являются основанием рассматривать жировую ткань как самостоятельный орган. Показано, что адипоциты синтезируют и секретируют в кровоток церулоплазмин (ЦП),

основной медьсодержащий белок сыворотки крови. Медь одновременно является эссенциальным и токсичным агентом [3]. Безопасный перенос меди из внеклеточного пространства к местам формирования купроэнзимов осуществляет система белков [4]. Импортёр меди CTR1, медь-транспортная АТФаза АТР7В и ЦП являются центральными участниками этой системы, нарушение функций которых приводит к развитию тяжелых заболеваний [5]. Печень является центральным органом метаболизма меди. Пищевая медь поступает в печень, где включается в ЦП, который осуществляет транспорт меди к другим органам, связывается металлотионеином и экскретируется через желчь. Синтез ЦП в жировой ткани компенсирует дефицит эссенциального микроэлемента меди [6]. Выявлена связь между метаболизмом меди в белой жировой ткани и калорийностью корма на фоне сбалансированного содержания меди в рационе, что подтверждает участие меди в липидном метаболизме [7]. Так как дисбаланс меди ведет к развитию тяжелых заболеваний, а исследования гомеостаза меди в печени практически отсутствуют, актуальным является изучение влияния жировой ткани на метаболизм меди в печени.

Цель работы – изучение метаболизма меди в печени у мышей линии c57bl/6, содержащихся на стандартной и высококалорийной диете. Работа была выполнена на двух группах самцов C57BL/6: контрольной (КД) и экспериментальной групп (ЭД). КД-животные получали стандартный корм, в котором содержалось 19% белка, 5% жиров, 4,9% клетчатки, энергетическая ценность 295 ккал/100 г – контрольная диета (КД). Мыши второй группы получали высококалорийный корм (экспериментальная диета, ЭД) – 420 Ккал/100 г, который готовили из пшенной каши и сала. В готовом корме содержание сала составляло 25%. Животные получали корм и воду *ad libitum*. Мониторинг изменения веса животных обеих групп проводили каждые 7 дней. Для исследования взяты образцы крови и печени. В крови измеряли содержание глюкозы и показатели липидного обмена. В печени методом количественной ОТ-ПЦР определяли концентрации мРНК, кодирующих белки метаболизма меди *Ctrl*, *АТР7В*, *Mt1* и *Ср* (ЦП).



Рис. 1. Изменение массы тела мышей в течение эксперимента

Уравновешенные кривые изменения массы тела мышей в течение эксперимента приведены на рис. 1. Они показывают, что содержание мышей на высококалорийной диете не приводит к достоверному увеличению массы тела. Однако визуальное сравнение количества подкожной жировой ткани и висцеральной жировой ткани у КД-мышей и ЭД-мышей, показало, что количество жира у мышей экспериментальной группы было в два-три раза больше, чем в контрольной (рис. 2).

Анализ гистологических препаратов печени показал, что у животных, находящихся на высококалорийной диете, в печени наблюдаются проявления жировой дистрофии гепатоцитов и признаки перисинусоидального коллаgenoза (рис. 3).

Подкожная жировая ткань

Висцеральная жировая ткань



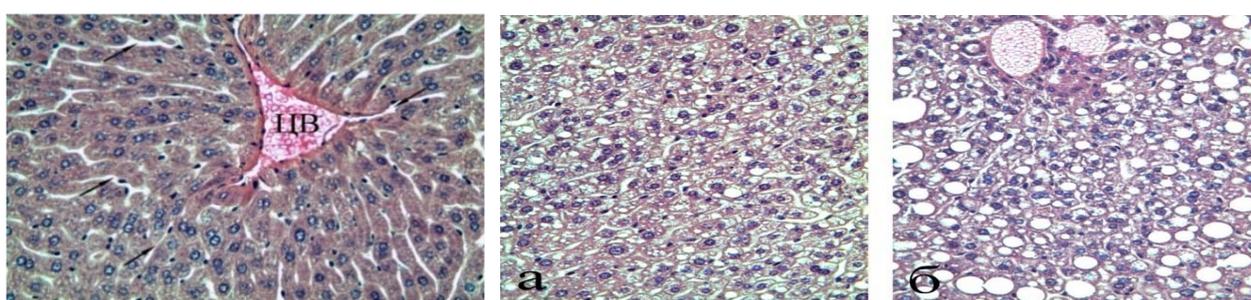
КД ГРУППА

ЭД ГРУППА

КД ГРУППА

ЭД ГРУППА

Рис. 2. Сравнение подкожной и висцеральной жировых тканей у мышей двух групп



КД ГРУППА

ЭД ГРУППА

Рис. 3. Срезы печени мышей, окрашенные гематоксилином и эозином. Слева – КД-мышь; *а* и *б*: ЭД-мыши. Ув.: x400

Таблица 1. Влияние ВКД на концентрацию глюкозы (ммоль/л) и показатели липидного профиля (мг/дл) в сыворотке крови мышей

Группа	Глюкоза	ХС	ТГ	ХС-ЛПВП	ХС-НелПВП	ХС-ЛПНП	К-ат
Контрольная группа (КД)	6.93 ± 0.2	67.25 ± 0.78	39.60 ± 10	29.75 ± 0.6	37.50 ± 0.7	29.55 ± 1.9	1.27 ± 0.02
Экспериментальная группа (ЭД)	8.15 ± 0.49	77.25 ± 10	46.40 ± 9.8	30.70 ± 3.5	46.55 ± 2.3	37.27 ± 7.2	1.51 ± 0.1

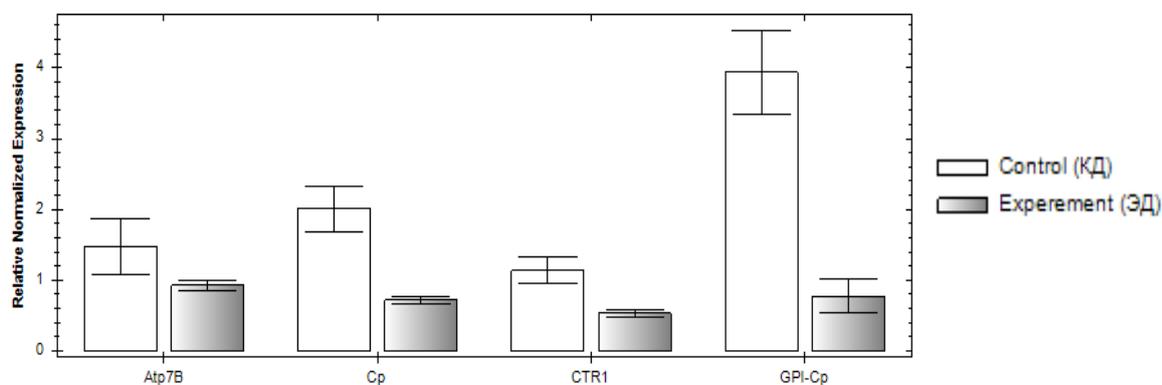


Рис. 4. Изменение уровня транскриптов всех генов системы метаболизма меди в печени Экспериментальной группы (ЭД) по сравнению с Контрольной группой (КД)

Сравнение влияния высококалорийной диеты на концентрацию глюкозы и липидный профиль в сыворотке крови показало, что эти параметры у ЭД-мышей выше, чем в группе мышей (КД) (табл. 1).

Результаты сравнения уровней экспрессии генов в мышцах показали, что экспрессия всех генов системы метаболизма меди в печени достоверно снизилась у мышей, которые содержались на высококалорийной диете (рис. 4).

Таким образом, наши результаты показывают, что использованная высококалорийная диета, хотя и не приводит к достоверному увеличению массы тела, но стимулирует увеличение массы белой жировой ткани, вызывает жировое перерождение печени, которое сопровождается снижением активности генов системы метаболизма меди в печени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wärnberg J. et al. Inflammatory proteins are related to total and abdominal adiposity in a health adolescent population: the AVENA Study // *Am. J. Clin. Nutr.* – 2006. – V. 84. – P. 505-512.
2. Arner E. et al. Ceruloplasmin is a novel adipokine which is overexpressed in adipose tissue of obese subjects and in obesity-associated cancer cells // *J. PLoS One.* – 2014. – V. 9. – P. e80274.
3. Pham A.N., Xing G. Christophe Fenton-like copper redox chemistry revisited: Hydrogen peroxide and superoxide mediation of copper-catalyzed oxidant production // *J. Catal.* – 2013. – V. 301. – P. 54-64.
4. Kaim W., Rall. J. Copper - a modern bioelement // *J. Angew. Chem. Int. Ed. Engl.* – 1996. – V. 35. – P. 43-60.
5. Bandmann O.W. Wilson's disease and other neurological copper disorders // *J. Lancet Neurol.* – 2015. – V. 14. – P. 103-113.
6. Пычехова Е.У. et al. The role of subcutaneous adipose tissue in supporting the copper balance in rats with a chronic deficiency in holo-ceruloplasmin // *J. PLoS One.* – 2017. – V. 12. – N 4.
7. Ильичева Е.Ю. и др. Особенности метаболизма меди у крыс, содержащихся на низко- или высококалорийном рационе // *Вопр. Питания.* – 2019. – Т. 88. – № 1. – С. 41-48.

УДК 578.22; 615.317; 578.832.1

К.В. Баранов^{1,2}, П.-Ф. Вон¹, Е.В. Крутикова¹, Е.А. Баженова¹, Е.А. Степанова¹

¹ФГБНУ «Институт экспериментальной медицины»,

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

ПОЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ШТАММА ЖИВОЙ ГРИППОЗНОЙ ВАКЦИНЫ ПОДТИПА В С ХИМЕРНЫМ ГЕМАГГЛЮТИНИНОМ

Вирусы гриппа В подвержены антигенной изменчивости и вызывают сезонные эпидемии. С начала 1980-х годов в мире совместно циркулируют две линии вируса гриппа В – «Виктория» и «Ямагата», существенно различающиеся по антигенным характеристикам двух поверхностных белков – гемагглютинина (HA) и нейраминидазы (NA). Приобретённый иммунитет к вирусам гриппа В не обеспечивает защиту от вирусов последующих эпидемических сезонов из-за антигенного дрейфа вирусов [1]. Решением этой проблемы может быть создание вакцины, индуцирующей перекрёстно-реагирующий иммунный ответ. Живая гриппозная вакцина (ЖГВ) обладает расширенным защитным потенциалом за счет стимуляции разных звеньев иммунного ответа [2], поэтому наилучшим образом подходит для разработки препаратов с широким спектром протективной активности. Для получения вакцинного штамма вируса из восьми сегментов РНК от дикого вируса оставляют только гены HA и NA, ответственные за иммуногенность вакцины. Остальные шесть сегментов отвечают за безопасность вакцины, их получают от донора аттенуации для придания вакцинному штамму фенотипов термочувствительности (вирус с таким фенотипом не способен реплицироваться при температурах ~37°C) и холодоадаптированности (вирус с таким фенотипом способен реплицироваться при температурах ~25°C). Таким образом, вакцинный

вирус сохраняет способность размножаться в эпителии верхних дыхательных путей и индуцировать в ходе бессимптомной инфекции все основные звенья приобретённого иммунитета [1].

НА вируса гриппа состоит из двух доменов – вариабельного и иммуногенного головного домена и консервативного, но менее иммуногенного стеблевого домена. Стимуляция выработки антител к стеблевому домену НА потенциально может привести к широким протективным свойствам против разных вирусов гриппа В [1].

Целью данной работы было получение реассортантного штамма вируса гриппа В с химерным НА (головным доменом от вируса линии Виктория и стеблевым доменом от вируса линии Ямагата) для изучения возможности формирования кросс-протективного иммунитета против обеих генетических линий вируса гриппа В. В задачи работы входило: получение химерного гена НА; встройка химерного гена в вектор для обратной генетики вируса гриппа; получение вируса гриппа с химерным НА с помощью 8-плазмидной системы для обратной генетики гриппа; оценка свойств вируса с химерным НА *in vitro*.

В работе использовались штаммы вирусов гриппа В В/Brisbane/60/2008 (В/Vic) линии Виктория и В/Phuket/3073/2013 (В/Yam) линии Ямагата, полученные в Центре по контролю и профилактике заболеваний (CDC) США. Донор аттенуации В/СССР/60/69 (В60) был разработан в институте экспериментальной медицины (ИЭМ). Для получения кДНК фрагментов НА на основе РНК вируса использовался набор SuperScript III One-Step RT-PCR (Invitrogen). Для амплификации посредством ПЦР использовалась высокоточная полимераза Phusion Green Hot Start II. Для рестрикции использовались рестриктазы BsmBI и SapI (New England Biolabs), для лигирования – лигаза Т4 (Евроген). Выделение плазмидной ДНК производилось набором Thermo Scientific GeneJet Plasmid Miniprep Kit. Для получения реассортантного штамма вируса мы использовали 8-плазмидную трансфекционную систему на основе вектора для обратной генетики вируса гриппа рCIPolISapIT, разработанную в ИЭМ. Получение вируса производилось по методике, описанной в [3]. Титр вирусов оценивали в культуре клеток MDCK, расчеты производили по методу Рида и Менча [4].

С помощью ПЦР были получены три фрагмента гена НА: первый фрагмент включал в себя цепь от 5'-конца до 202 нуклеотида (нк) гена НА вируса В/Yam, второй фрагмент включал в себя цепь от 203 до 957 нк гена НА вируса В/Vic (центральный участок, кодирующий головной домен НА), третий фрагмент от 955 нк до конца сегмента НА вируса В/Yam. С помощью праймеров ко внутренним концам фрагментов были добавлены сайты рестрикции BsmBI. После рестрикции BsmBI и лигирования трёх фрагментов лигазой Т4 был получен химерный сегмент НА. Для получения препаративного количества химерного НА была проведена амплификация полного химерного сегмента с праймерами, добавляющими на концы сегмента сайты рестрикции SapI, далее сегмент был вшит в плазмиду рCIPolISapIT через сайт SapI с последующим лигированием лигазой Т4. Схема получения химерного сегмента НА представлена на рис. 1.

После трансформации этой плазмидой клеток *E.coli*, их накопления и выделения из них плазмиды, химерный ген в составе плазмиды был подвергнут секвенированию для проверки отсутствия дополнительных мутаций с помощью автоматического капиллярного секвенатора ABIPrism 3130xl (Applied Biosystems). Затем были собраны 8 плазмид, содержащих полный геном вируса гриппа В: химерный НА, НА от В/Vic и 6 генов от донора аттенуации В60. Смесью 8 плазмид были трансфицированы клетки Vero (электропорация в режиме двух импульсов 1150V, 20ms с использованием системы Neon Transfection System) для получения жизнеспособного химерного вируса. После трансфекции клетки инкубировали в течение 72 часов при температуре 33°C при 5% CO₂, далее смесь вносили в развивающиеся куриные эмбрионы (РКЭ) для накопления стока вируса. После накопления стока полученного вируса в РКЭ он был извлечён и заморожен для дальнейших исследований. Титр стока вируса по гемагглютинации 128. Инфекционная активность стока вируса определялась с помощью

титрования в культуре клеток MDCK с последующей детекцией методом иммуноферментного анализа с конъюгированными антителами к белку NP вируса гриппа В. Титр вируса в культуре клеток MDCK – 7,5 TCID₅₀/ml. Дополнительный интерес представляла термостабильность химерного НА. При определённой температуре НА претерпевает необратимые конформационные изменения, их можно регистрировать по способности вируса агглютинировать куриные эритроциты после воздействия неоптимальных температур. Интерес представляла термостабильность химерного НА в сравнении с термостабильностью НА оригинальных В/Vic и В/Yam, химерный НА был стабилен до температуры 60°C, что свидетельствует о достаточно высоком уровне стабильности НА и сохранении его важнейших свойств, несмотря на генно-инженерную модификацию.

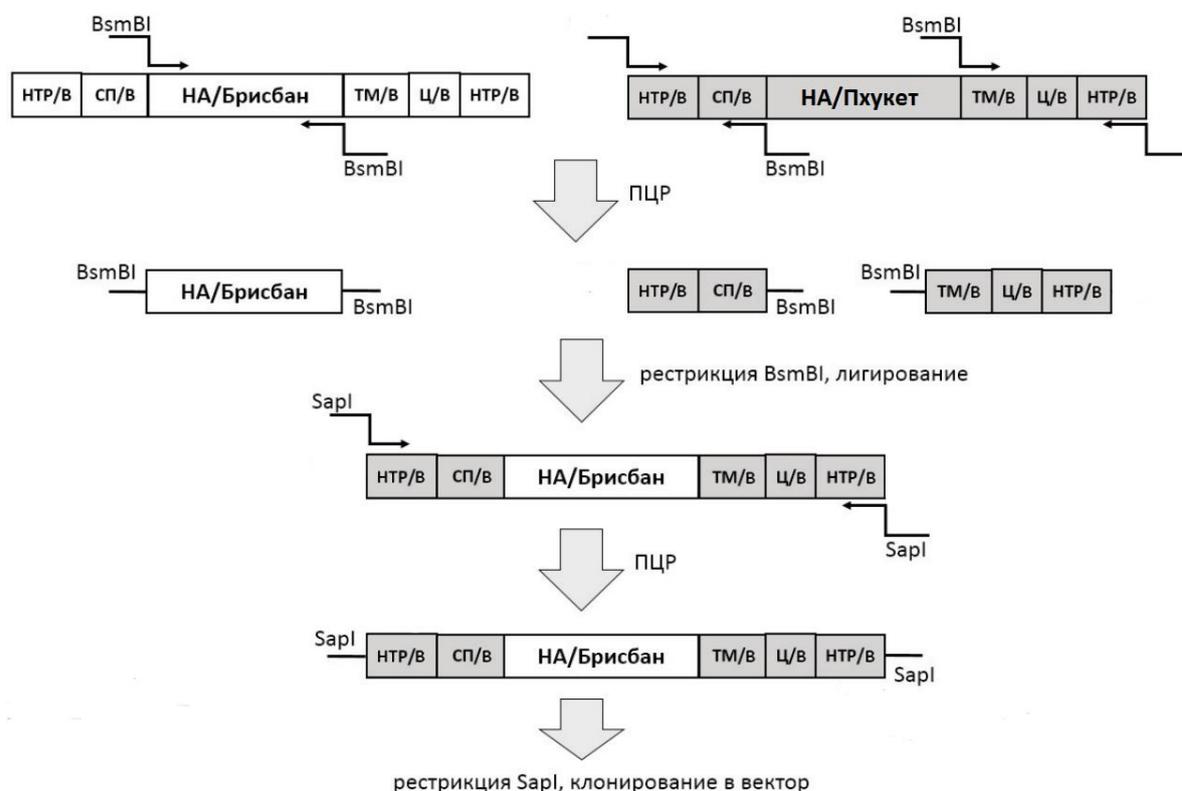


Рис. 1. Схема получения химерного сегмента НА. Обозначения: НТР – не транскрируемый регион, СП – сигнальный пептид, ТМ – трансмембранный домен, Ц – цитоплазматический домен, BsmBI, SapI – сайты рестрикции для соответствующих эндонуклеаз рестрикции

Таким образом, нами был получен экспериментальный холодоадаптированный штамм гриппа В на основе донора аттенуации В60, содержащий химерный НА. Штамм способен к репликации в развивающихся куриных эмбрионах и культуре клеток MDCK. Планируется экспериментальная оценка способности штамма индуцировать расширенный иммунный ответ к вирусам гриппа В.

Исследование профинансировано президентским грантом Российской Федерации МК-3336.2019.4.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исакова-Сивак И.Н. Молекулярно-генетические подходы к оптимизации живой гриппозной вакцины: дис ... д-ра биол. наук. Институт экспериментальной медицины, Санкт-Петербург, 2018.
2. Cox R.J., Brokstad K.A., Ogra P.L. Influenza virus: immunity and vaccination strategies. Comparison of the immune response to inactivated and live, attenuated influenza vaccines // Scandinavian journal of immunology. – 2004. – V. 59(1). – P. 1-15.

3. Isakova-Sivak I. et al. Genetic bases of the temperature-sensitive phenotype of a master donor virus used in live attenuated influenza vaccines: A/Leningrad/134/17/57 (H2N2) // *Virology*. – 2011. – V. 412.2. – P. 297-305.

4. Reed L.J., Muench H. A simple method of estimating fifty per cent endpoints // *American journal of epidemiology*. – 1938. – V. 27(3). – P. 493-497.

УДК 577.34

А.В. Гарина^{1,3}, Л.А. Гараева^{1,2,3}, А.В. Волницкий^{1,2}, В.С. Бурдаков^{1,2}, Н.Д. Разгильдина¹,
Т.А. Штам^{1,2}, Н.А. Верлов^{1,2}, Д.А. Амерканов^{1,2}, Ф.А. Пак^{1,2}, Д.В. Лебедев^{1,2},
А.Л. Коневега^{1,2,3}

¹НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ,

²НИЦ «Курчатовский институт»,

³Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого

СОЕДИНЕНИЯ БОРА КАК РАДИОСЕНСИБИЛИЗАТОРЫ ЗЛОКАЧЕСТВЕННЫХ КЛЕТОК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ НА ПИКЕ БРЭГГА

На сегодняшний день радиотерапия играет ключевую роль в лечении злокачественных новообразований. Давно доказано преимущество протонной терапии: протоны высвобождают большую часть энергии в конце пробега (пик Брэгга), не поражая здоровые органы и ткани. Пик Брэгга может быть точно размещен в любом месте тела пациента путем модуляции энергии протонов, и несколько пиков Брэгга могут быть смещены по глубине для создания распределенного пика Брэгга (SOBP), который используется в медицинской практике для облучения опухоли [1]. Протонная терапия применяется при многих видах злокачественных новообразований, и особенно этот метод актуален, когда отсутствует возможность хирургического вмешательства. Часто это оказывается единственным выходом для пациентов. Однако существуют трудности в применении протонной терапии. Это, к примеру, сложности в геометрическом нацеливании протонного пучка. Для повышения эффективности методов лучевой терапии (фотонной и протонной) предлагается использование радиосенсибилизаторов [2]. Радиосенсибилизаторы – это, как правило, химические или фармакологические агенты, повышающие вероятность гибели клеток при облучении.

Бинарные технологии, определяемые совместным действием двух компонентов, то есть излучения и лекарственного средства, уже используются в клинической практике. К ним относится, в частности, бор-нейтронно-захватная терапия (БНЗТ) [3], в которой используются препараты, содержащие изотоп ^{10}B . Повышение терапевтической эффективности протонной терапии, основанной на ядерных реакциях, таких как те, которые используются в НЗТ, является привлекательной перспективой. В 2014 году была опубликована вычислительная работа [4], где авторы предлагают использовать уникальную экзотермическую ядерную реакцию протонов на изотопе бор-11 для увеличения поглощенной дозы в опухолевой мишени с образованием α -частиц: $^{11}\text{B} + p \rightarrow 3\alpha$. Однако для протонной терапии на 2020-ый год опубликованы единичные работы, демонстрирующие эффективность облучения потоком протонов опухолевых клеток, насыщенных изотопом бора-11 [5, 6]. К тому же противоречивость полученных результатов пока не дает судить о дальнейших перспективах использования борсодержащих препаратов в протонной терапии. В данной работе мы экспериментально проверяем возможность повышения биологической эффективности протонов в раковых клетках, содержащих бор-11, *in vitro*.

В ходе исследования преинкубированные с тетраборатом натрия ($\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$) клетки линий рака простаты и глиобластомы облучали на протонном синхроциклотроне СЦ-1000 в диапазоне доз до 2–8 Гр с последующей оценкой выживаемости опухолевых клеток с помощью метода AlamarBlue® Assay. Также выживаемость оценивали окрашиванием

жизнеспособных колоний кристаллическим фиолетовым. Для проверки того, приводит ли физическая ядерная реакция $11\text{B} + p \rightarrow 3\alpha$ к усилению гибели раковых клеток при высокоэнергетическом облучении протонным пучком, клеточные линии также облучали градуированными дозами 2–8 Гр с использованием ^{60}Co источника γ -лучей "Исследователь" (НИЦ «Курчатовский институт»-ПНПИ, Гатчина, Россия). Для исследования биологического влияния на эффективность облучения проводился анализ стадий клеточного цикла на проточном цитометре. Кроме того, для установления цитотоксичности тетрабората натрия фибробласты и клетки глиомы преинкубированные с $\text{Na}_2\text{B}_4\text{O}_7$ в диапазоне концентраций 0–16 мМ тестировали на выживаемость методом AlamarBlue® Assay. Статистический анализ проводился с использованием SPSS 17.0.

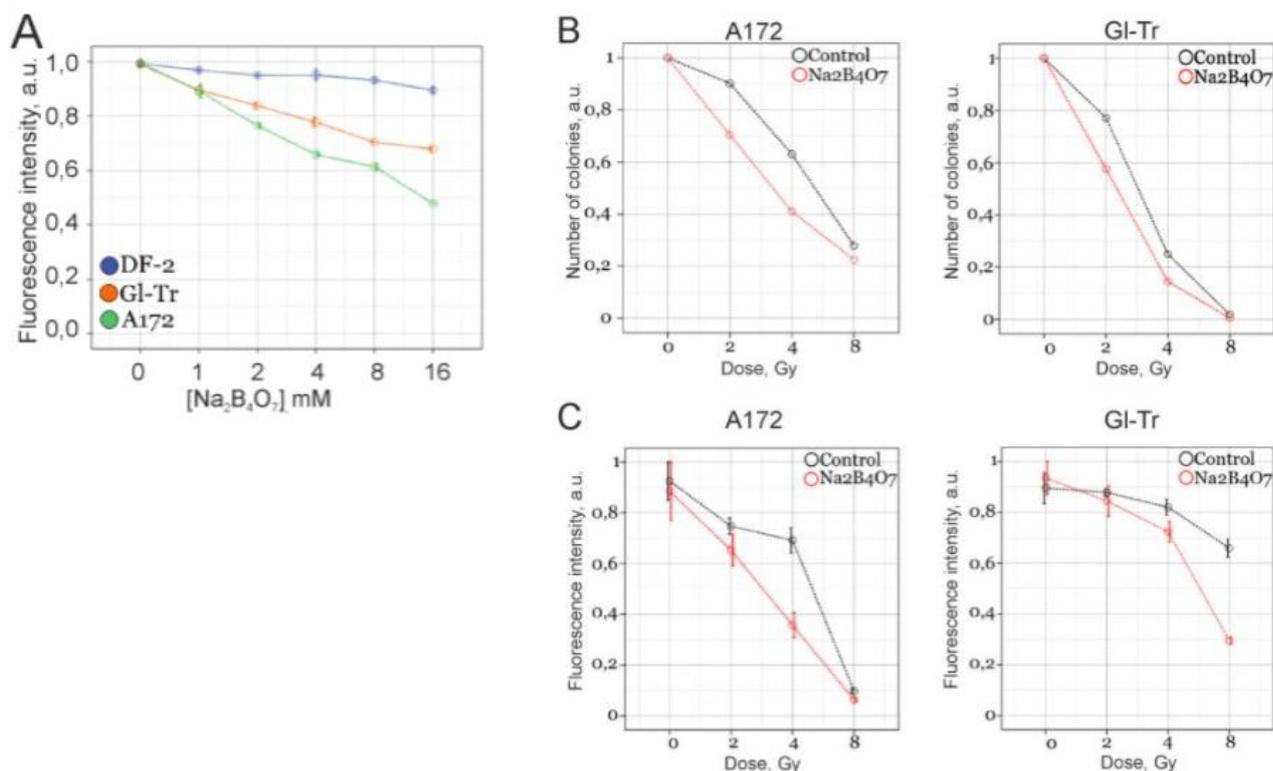


Рис. 1. (А) Выживаемость эпителиальных клеток нормальной морфологии DF-2 (синяя линия) и злокачественных A172 (зеленая линия) и GI-Tr (красная линия) глиом, инкубированных в средах, содержащих различную концентрацию тетрабората натрия. Данные получены с помощью анализа жизнеспособности клеток AlamarBlue. (В, С) Сводные графики для клоногенных и AlamarBlue анализов. Данные были нормированы на максимальные значения соответствующей контрольной группы

Наши результаты показывают, что тетраборат натрия не токсичен для клеток нормальной морфологии в используемых концентрациях. Заметный цитостатический эффект тетрабората натрия наблюдался в обеих клеточных линиях глиомы, однако при концентрациях 2 мМ и ниже он был относительно небольшим (рис. 1, А). Тетраборат натрия может усиливать действие протонного излучения на клеточные линии глиомы *in vitro* (рис. 1, В, С). С точки зрения клеточного цикла тетраборат, по-видимому, увеличивает долю клеток G0 для одной из клеточных линий глиом, отрицая возможный сенсibiliзирующий эффект. Повышение эффективности наблюдалось и для гамма-излучения. Но эффективность тетрабората натрия как радиосенсибилизатора, по-видимому, зависит от клеточной линии. Механизмы наблюдаемого радиосенсибилирующего действия соединений бора скорее связано с их фармакологическими и химическими свойствами, и вряд ли можно объяснить ядерной

реакцией захвата протона атомами ^{11}B , значение которой остается спорным и требует дальнейшего изучения.

Работа поддержана НИЦ «Курчатовский институт» (приказ № 1059).

ЛИТЕРАТУРА

1. Tian X., Liu K., Hou Y., Cheng J., Zhang J. The evolution of proton beam therapy: Current and future status // *Mol. Clin. Oncol.* – 2018. – V. 8 (1). – P. 15-21.
2. Begg A.C., Stewart F.A., Vens C. Strategies to improve radiotherapy with targeted drugs // *Nature Reviews Cancer.* – 2011. – V. 11 (4). – P. 239-253.
3. Miyatake S., Wanibuchi M., Hu N., Ono K. Boron neutron capture therapy for malignant brain tumors // *J. Neurooncol.* – 2020. – V. 149 (1). – P. 1-11.
4. Yoon D., Jung J., Suh T. Application of proton boron fusion reaction to radiation therapy: A Monte Carlo simulation study // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – V. 105. – P. 223507.
5. Hideghéty K. et al. Boron Delivery Agents for Boron Proton-capture Enhanced Proton Therapy // *Anticancer Res.* – 2019. – V. 39(5). – P. 2265-2276.
6. Cirrone G.A.P. et al. First experimental proof of Proton Boron Capture Therapy (PBCT) to enhance protontherapy effectiveness // *Nature Sci. Rep.* – 2018. – V. 18. – N 8(1). – P. 1141.

УДК 57.021

К.В. Иванова¹, А.Р. Муслимов², Я.В. Тараканчикова²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Санкт-Петербургский Академический университет

РАЗРАБОТКА УНИВЕРСАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ДОСТАВКИ ГЕНЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА В СЕТЧАТКУ ГЛАЗА

Генная терапия имеет большие перспективы для лечения многих наследственных заболеваний, в том числе наследственной дегенерации сетчатки глаза. Эффективное поглощение терапевтических векторов клеткой имеет решающее значение для успеха лечения. Поэтому перспективным направлением в генной терапии является разработка универсальной системы доставки генетического материала [1].

Вирусные системы доставки имеют широкие перспективы и обширное применение в генной терапии, но также имеют ряд недостатков, основные из которых – токсичность и иммуногенность. В свою очередь, невирусные системы доставки на основе различных типов наночастиц широко используются за счет простоты синтеза, контроля загрузки и высвобождения генетического материала с последующим сохранением структуры загруженного вещества. За счет возможности модификации поверхности и контроля свойств наночастиц повышается эффективность трансфекции, минуя клеточные механизмы деградации и улучшая экспрессию генов в ядре [2, 3]. Наночастицы защищают загруженный генетический материал в межклеточных матриксах (биологических жидкостях) от нуклеаз, обеспечивая транспорт через биологические барьеры (плазматическую мембрану) и исключают токсические и нецелевые эффекты.

Невирусные частицы для генной терапии можно широко разделить на две группы: липоплексные частицы, содержащие молекулы липидов, и полиплексные частицы, которые состоят из поликатионов и полианионов. Наибольший интерес сейчас представляют полиплексные наночастицы. Они показали свою эффективность и нетоксичность в ряде исследований. Частицы могут состоять из белков, нуклеиновых кислот, полисахаридов или полимеров [2]. При выборе полиэлектролитов для разработки наночастиц стоит учитывать их биосовместимость, биodeградируемость и количество различных модификаций с ними.

Цель работы: оценить захват полиплексных наночастиц различного размера модельными клетками HeLa.

Частицы были получены технологией Layer-by-layer путём последовательной адсорбции разнозаряженных биополимеров на предварительно полученные пористые ядра с использованием фосфатов. Ядра получают путем соосаждения водных растворов солей NaCO_3 и CaCl_2 , загрузка ДНК происходит при синтезе ядер [4]. Для исследования модельная опухолевая клеточная линия HeLa была культивирована в ростовой среде (RPMI+10% FBS) вместе с наночастицами размерами 200 и 500 нм в различной концентрации (30, 50, 100 тысяч частиц на один образец) Условия культивирования: 5 % CO_2 в атмосфере при $(36,5 \pm 1)^\circ\text{C}$. Результаты захвата частиц клетками и трансфекции плазмидной ДНК, кодирующей ген *GFP*, в клетках оцениваются при помощи лазерной сканирующей конфокальной микроскопии (Zeiss, Germany) и проточной цитометрии (Canto, USA).

В ходе экспериментальной работы были синтезированы частицы размерами 200 и 500 нм с встроенным флуорохромом. Данные частицы были культивированы с модельными клетками HeLa. Оценка захвата частиц клетками была выполнена при помощи конфокальной микроскопии и проточной цитометрии. Также была произведена оценка поглощения при разной начальной концентрации частиц. Количество трансфицированных клеток линейно зависит от увеличения концентрации частиц. Результаты представлены на рис. 1 – рис. 3.

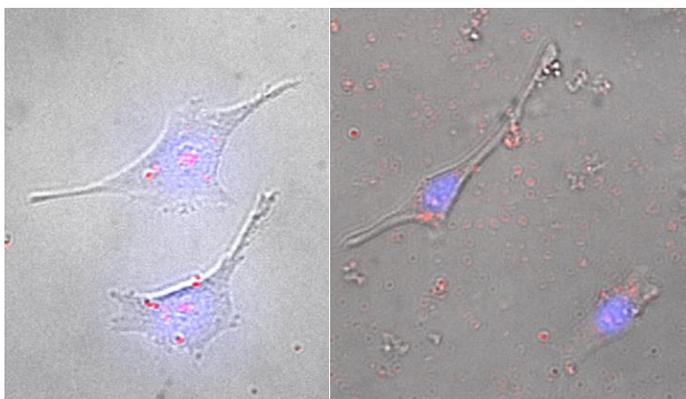


Рис. 1. Конфокальное изображение клеток HeLa с частицами 200 нм (слева) и 500 нм (справа). Синим отмечено ядро клетки (DAPI), а красным частицы (TRITC)

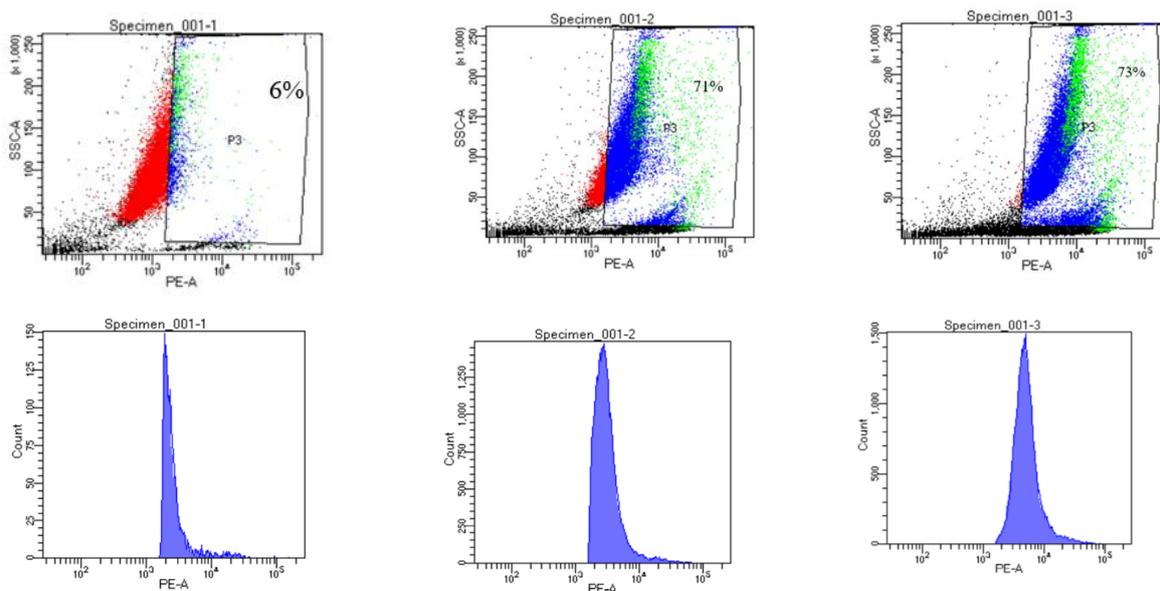


Рис. 2. Результаты оценки захвата частиц 200 нм клетками HeLa при помощи проточной цитометрии при разной концентрации частиц

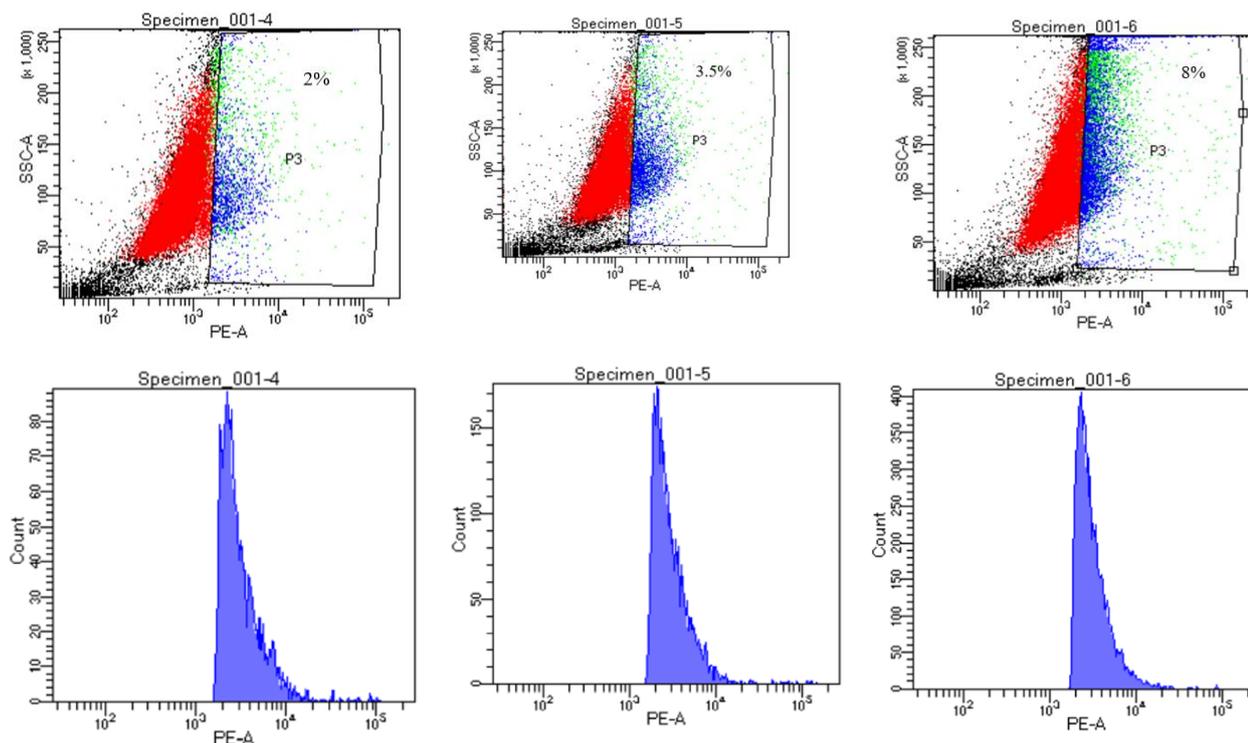


Рис. 3. Результаты оценки захвата частиц 500 нм клетками HeLa при помощи проточной цитометрии при разной концентрации частиц

Таким образом, была произведена оценка поглощения частиц 200 и 500 нм модельными клетками HeLa. Количество трансфицированных клеток линейно зависит от увеличения концентрации частиц. При количестве частиц в 100 тысяч на пробу процент захвата максимальный. Данное количество наночастиц стоит использовать в дальнейших экспериментах по оценке захвата нейробластами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adjanto J, Naash M.I. Nanoparticle-based Technologies for Retinal Gene Therapy // *Eur. J. Pharm. Biopharm.* – 2015. – V. 95 (Pt B). – P. 353-67.
2. Zulliger R., Conley S.M., Naash M. Non-viral therapeutic approaches to ocular diseases: an overview and future directions // *J. Control. Release.* – 2015. – V. 10 (219). – P. 471-487.
3. Rajala A., Wang Y., Zhu Y., Ranjo-Bishop M., Ma J.-X., Mao C., Rajala R.V.S. Nanoparticle-Assisted Targeted Delivery of Eye-Specific Genes to Eyes Significantly Improves the Vision of Blind Mice In Vivo // *Nano Lett.* – 2014. – V. 14. – P. 5257-5263.
4. Tarakanchikova Y., Alzubi J., Pennucci V., Follo M., Kochergin B., Muslimov A., Skovorodkin I., Vainio S., Antipina M., Atkin V., Popov A., Meglinski I., Cathomen T., Cornu T.I., Gorin D.A., Sukhorukov G., Nazarenko I. Biodegradable Nanocarriers Resembling Extracellular Vesicles Deliver Genetic Material with the Highest Efficiency to Various Cell Types // *Small.* – 2020. – V. 16(3). – P. e1904880.

ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ ТОЛУИДИНОВОГО СИНЕГО В СРЕДЕ ГЕПАРИНСОДЕРЖАЩЕГО ГИДРОГЕЛЯ

Толуидиновый синий (ТС) – широко распространенный краситель фенотиазиновой группы. Одно из применений – метахроматическая окраска гранул тучных клеток, в которых ТС стехиометрически связывается с гепарином, что позволяет применять его в колориметрических методах для количественного определения этого полисахарида [1]. В то же время ТС обладает хорошо воспроизводимым электрохимическим поведением, демонстрируя при циклической вольтамперометрии (ЦВА) выраженные пики электроокисления и электровосстановления, характер которых позволяет говорить об обратимости электрохимических превращений ТС и диффузионном контроле электродных процессов [2]. Это позволяет использовать ТС как электрохимическую метку для характеристики диффузионных свойств модельных гелевых сред, в определенном смысле имитирующих межклеточный матрикс соединительных тканей. Электрохимическое поведение ТС в присутствии гепарина рассматривается в контексте количественного электрохимического анализа [3]. На наш взгляд, представляет интерес исследование диффузии ТС в среде желатинового геля в присутствии гепарина методом ЦВА.

В экспериментах использовались планарные электродные системы производства «Автоком» (Москва, Россия), включающие графитовые рабочий и вспомогательный электроды, а также электрод сравнения – хлорсеребряный. Перед измерениями электроды подвергали циклированию в диапазоне потенциалов +1200...–1200 мВ в среде фосфатно-солевого буфера (ФСБ) для стабилизации характеристик.

В качестве гелеобразователя использовали желатин в виде 1,5 % (масс.) раствора на ФСБ, который готовили непосредственно перед экспериментом. В отдельные образцы добавляли гепарин до конечной концентрации на электроде 19,25 мг/мл. На рабочий электрод перед измерением наносили 1 мкл. раствора желатина или желатин-гепариновый раствор.

Электрохимические измерения производили в режиме циклической вольтамперометрии (ЦВА) на потенциостате-микроамперметре «Эколаб-2А» (ООО «Эковектор», Ижевск, Россия). Использовался диапазон потенциалов 0...+450 мВ (отн. Ag/AgCl) со скоростью развертки потенциала 100 мВ/с. Измеряемым параметром были значения силы тока на рабочем электроде. Для оценки диффузии измерения проводились в течение 50 минут с интервалом в 5 минут. Концентрация ТС во всех измерениях была постоянной и составляла 0,1 мМ. Фоновым электролитом служил ФСБ (рН 7,2).

Характер вольтамперных кривых ЦВА в желатиновом гидрогеле соответствовал ранее полученным нами на других электрохимических моделях [2] – ТС в нейтральной среде формирует два пика: при 230 мВ пик окисления, а при 270 мВ – пик восстановления. Сближенность пиков по значениям потенциала и почти равные значения пиковых токов соответствуют критериям обратимого электрохимического процесса [4]. Гидрогелевая среда накладывает диффузионные ограничения, что отражается в постепенном увеличении пиковых значений силы тока. В ходе эксперимента они нарастали от 0,074 мкА до 1,1 мкА (токи восстановления) и от -0,087 мкА до -0,74 (токи окисления). На рис. 1А приведены характерные вольтамперные кривые ТС в среде желатина.

Внесение гепарина не приводило к сдвигам значений потенциала, а вот влияние на пиковые токи оказалось весьма существенным – на первых минутах измерения значения токов восстановления пятикратно превышали показатели, полученные в желатиновом геле.

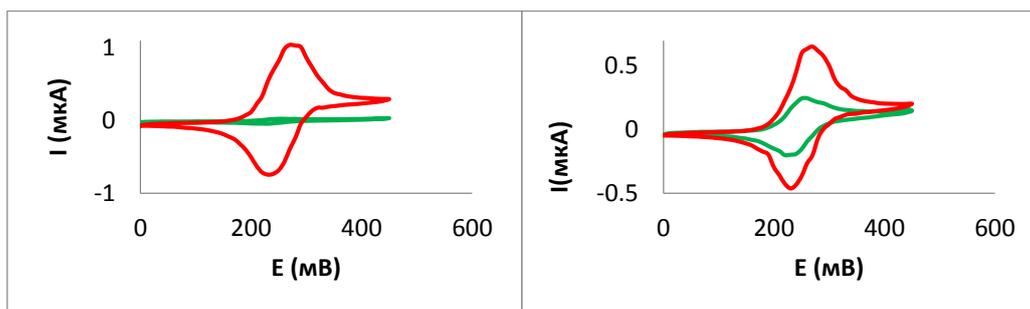


Рис. 1. Вольтамперограммы циклической вольтамперометрии толуидинового синего в среде желатинового (А) и желатин-гепаринового гидрогеля (В). В начале измерения (зеленая кривая) и через 50 минут после добавления ТС (красная кривая). Графитовый электрод. рН 7,2. Скорость развертки потенциала 100 мВ/с

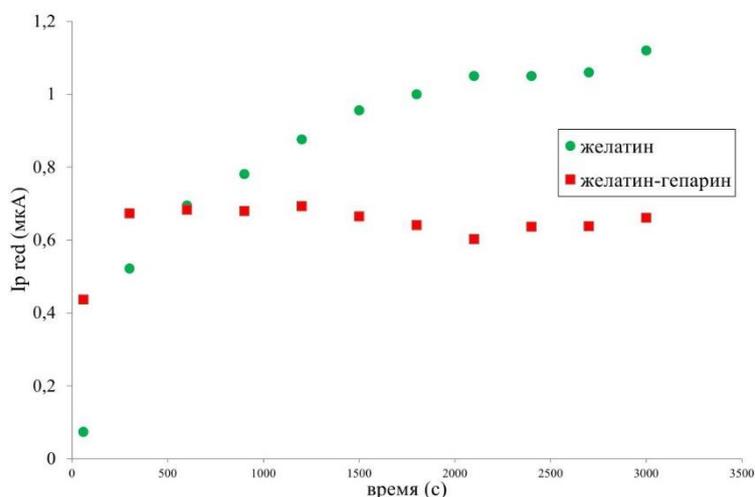


Рис. 2. Изменения пиковых значений силы тока восстановления ($I_{p \text{ red}}$) толуидинового синего в среде желатинового гидрогеля в присутствии гепарина

Соответственно изменились и значения токов окисления (рис. 1Б). Однако уже на пятой минуте эксперимента рост токов замедлился и значения, соответствующие электровосстановлению ТС до конца измерений, колебались в пределах 0,603–0,693 μA . При этом в среде желатинового гидрогеля токи восстановления ТС продолжали нарастать до 25-й минуты эксперимента (рис. 2).

Объяснением полученных данных может служить формирование полианионом гепарином и катионным красителем ТС комплексов, электрохимические превращения которых затруднены [3]. Это согласуется с наблюдаемыми ограничениями роста силы тока электровосстановления ТС в нашем эксперименте. Интерес представляет формирование относительно высоких токов в начальной стадии измерений. При ЦВА токи коррелируют с количеством электроактивного вещества, вступившего в превращения на поверхности электрода [4]. Возможно присутствие гепарина способствует ускорению диффузии не связавшегося с полианионными группами ТС к поверхности электрода и затруднению десорбции красителя, что приводит к росту токов в начале измерения и стабилизирует их значения при длительном эксперименте.

Таким образом, при внесении в желатиновый гидрогель гепарина изменяется характер диффузии ТС – происходит относительно быстрое установление равновесия на уровне токов электровосстановления около 0,6 μA . При этом соответствующие значения силы тока в желатиновом геле продолжают рост. Обнаруженные зависимости необходимо учитывать при изучении диффузии фенотиазов в биологических средах. Возможна разработка

электрохимических биосенсорных устройств для оценки качества гепаринсодержащих препаратов.

ЛИТЕРАТУРА

1. D'Ilario L., Francolini I., Martinelli A., Piozzi A. Insight into the Heparin-Toluidine Blue (C.I. Basic Blue 17) interaction // *Dye. Pigment.* – 2009. – V. 80. – N 3. – P. 343-348.
2. Черенков И.А., Раевских К.С., Сергеев В.Г., Кривилев М.Д. Моделирование протеазной активности с использованием электрохимического интерфейса // *Актуальные вопросы биологической физики и химии.* – 2018. – Т. 3. – № 2. – С. 422-426.
3. Peng X.Y., Luo H.Q., Li N.B. Voltammetric study on the interaction of heparin with toluidine blue, and its analytical application // *Microchim. Acta.* – 2006. – V. 156. – N 3-4. – P. 297-302.
4. Электроаналитические методы / ред. Шольц Ф. – М.: Бином «Лаборатория знаний», 2010. – 326 с.

УДК 576.32/36

Д.В. Лысикова^{1,2}, В.Ю. Васильева², В.И. Чубинский-Надеждин², А.В. Сударикова²
¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²Институт цитологии РАН

СЕРИНОВАЯ ПРОТЕАЗА ПЛАЗМИН АКТИВИРУЕТ КАНАЛЫ ENaC В КЛЕТКАХ ЛЕЙКЕМИИ K562

Хронический миелолейкоз является тяжелым онкогематологическим заболеванием у взрослых. Клетки миелоидной лейкемии человека могут проявлять устойчивость к существующей терапии, тем самым при действующем лечении существует риск возникновения быстрорастущих и резистентных к терапии опухолевых клеток [1]. В качестве потенциально новой белковой мишени для воздействия на клетки миелоидной лейкемии можно рассматривать потенциал-независимые натриевые каналы семейства ENaC. Известно, что способность раковых клеток мигрировать и метастазировать осуществляется посредством поляризации мембраны и изменения объема клетки и может регулироваться натрий-селективными ионными каналами [2]. Изучение механизмов регуляции каналов ENaC поможет выявить новые способы контроля миграционной способности и роста трансформированных клеток крови. Ранее был обнаружен специфический механизм регуляции ENaC внеклеточными сериновыми протеазами [3]. Кроме того установлено, что добавление сериновой протеазы трипсин во внеклеточный раствор активирует одиночные натриевые каналы ENaC в клетках лейкемии человека K562 [4]. Известно, что в плазме крови присутствует сериновая протеаза плазмин. Можно предположить, что плазмин может использоваться как физиологически-обоснованный модулятор активности каналов ENaC в опухолевых клетках крови.

Цель данной работы: исследовать влияние плазмина на активность каналов ENaC в клетках миелоидной лейкемии человека линии K562.

Для выполнения поставленной цели были сформулированы следующие задачи: 1. В конфигурации whole-cell метода патч-кламп изучить действие плазмина на активность натриевых каналов в клетках K562. 2. Сравнить биофизические характеристики натриевых каналов, активированных трипсином и плазмином. 3. Исследовать действие ингибитора сериновых протеаз аprotинина на ферментативную активность плазмина.

Для экспериментов были взяты клетки миелоидной лейкемии человека линии K562 (Российская Коллекция Клеточных Культур, СПб). Клетки K562 культивировали в среде RPMI-1640 с добавлением 10% эмбриональной телячьей сыворотки и 40 мкг/мл гентамицина в CO₂-инкубаторе при температуре 37 °C и 5% CO₂.

Для регистрации трансмембранных ионных токов в плазматической мембране всей клетки использовали метод локальной фиксации потенциала патч-кламп в конфигурации whole-cell. Установка содержала высокоточный усилитель Axopatch 200B и аналогово-цифрового преобразователя Digidata 1550A (Molecular Devices Corp., США). Обработка данных осуществлялась при помощи программного обеспечения pClamp 10.6. Внеклеточный раствор в камере содержал (мМ): 145 NaCl, 2 CaCl₂, 1 MgCl₂, 10 HEPES/TrisOH, pH=7,3. Внутриклеточный раствор в пипетке имел следующий состав (мМ): 140 KAspartate, 5 NaCl, 2 EGTA, 1 MgCl₂, 20 HEPES/TrisOH, pCa = 8. Эксперименты были выполнены при комнатной температуре.

Эксперименты проводили в конфигурации whole-cell метода патч-кламп. Протеазу плазмин (10 мкг/мл) добавляли во внеклеточный Na-содержащий раствор (145 мМ NaCl). Во всех проведенных опытах наблюдали активацию одиночных натриевых каналов при действии плазмина (n=8). Каналы активировались примерно через 1–2 мин после смены раствора, активность развивалась во времени (рис. 1А) и не блокировалась аналогом амилорида бензамиллом (50 мкМ). Среднее значение проводимости исследуемых каналов составило 15,2±0,7 пСм, потенциал реверсии 20,4±3,2 мВ (n=8). Полученные характеристики каналов сходны с характеристиками зарегистрированных ранее натриевых каналов ENaC в клетках K562 [5].

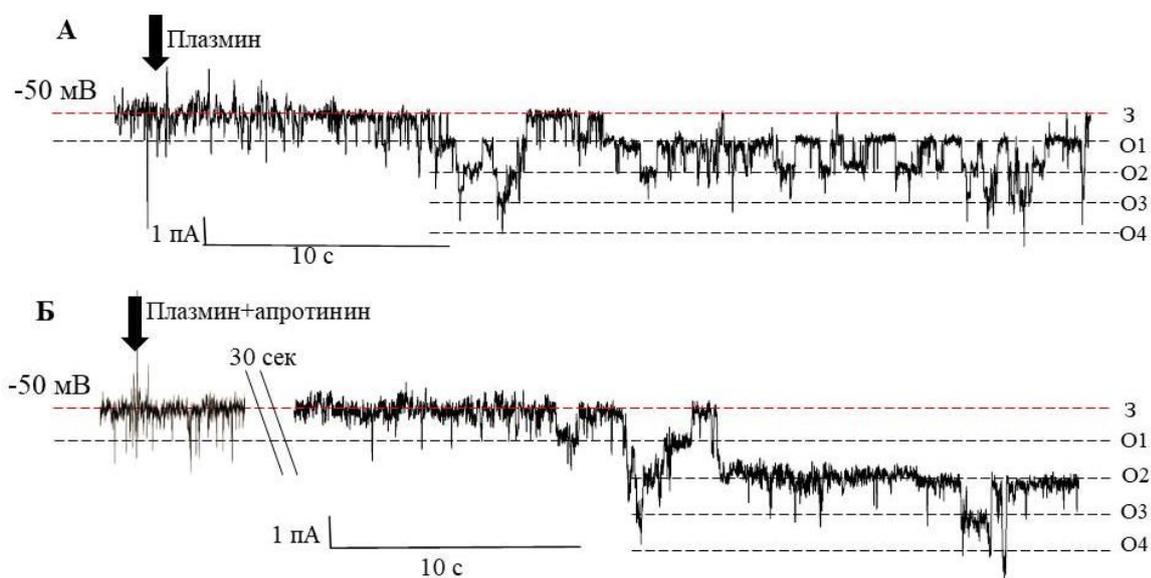


Рис. 1. Сериновая протеаза плазмин активирует каналы ENaC в клетках лейкемии K562.

Развитие активности каналов во времени А) при действии плазмина (10 мкг/мл),

Б) при действии плазмина в присутствии ингибитора трипсина апротинина (500 мкг/мл).

З – закрытое состояние каналов, О – открытое

Для доказательства того, что сериновые протеазы плазмин и трипсин активируют один и тот же тип каналов, мы сравнили их биофизические характеристики. Аналогично проведенным ранее whole-cell экспериментам мы зарегистрировали активацию каналов при внеклеточной аппликации трипсина (5 мкг/мл). В серии из трех репрезентативных экспериментов было проведено сравнение вольт-амперных характеристик каналов, активированных плазмином или трипсином. С помощью парного t-теста Стьюдента обнаружено, что значения проводимостей и потенциалов реверсии статистически неразличимы ($p < 0,05$).

В следующей серии whole-cell экспериментов плазмин инкубировали с ингибитором сериновых протеаз апротинином. Добавление в камеру раствора, содержащего плазмин (10 мкг/мл) и избыточное количество апротинина (до 500 мкг/мл) вызывало активацию

натриевых каналов (рис. 1Б). Следовательно, можно сделать вывод, что апротинин не блокирует ферментативную активность плазмينا.

Полученные результаты позволяют заключить, что каналы ENaC в клетках лейкемии K562 активируются при внеклеточном приложении не только протеазы трипсин, но и плазмина. Таким образом, плазмин может использоваться как внеклеточный регулятор активности ENaC в трансформированных клетках крови. Опыты с блокирующим пептидом апротинином показали, что плазмин имеет другой сайт узнавания, в отличие от трипсина.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (проект № 19-015-00211).

ЛИТЕРАТУРА

1. Flis S., Chojnacki T. Chronic myelogenous leukemia, a still unsolved problem: pitfalls and new therapeutic possibilities // Drug Design, Development Therapy. – 2019. – V. 13. – P. 825-843.
2. Xu S., Liu C., Ma Y., Ji H., Li X. Potential Roles of Amiloride-Sensitive Sodium Channels in Cancer Development // BioMed Research International. – 2016. – N 2016. – P. 2190216.
3. Haerteis S., Krappitz A., Krappitz M., Murphy J.E., Bertog M., Krueger B., Nacken R., Chung H., Hollenberg M.D., Knecht W., Bunnett N.W., Korbmacher C. Proteolytic activation of the human epithelial sodium channel by trypsin IV and trypsin I involves distinct cleavage sites // J. Biol. Chem. – 2014. – N 289. – P. 19067-78.
4. Sudarikova A.V., Vasileva V.Y., Vassilieva I.O., Negulyaev Y.A., Morachevskaya E.A., Chubinskiy-Nadezhdin V.I. Extracellular Protease Trypsin Activates Amiloride-Insensitive Sodium Channels in Human Leukemia Cells // J. Cell. Biochem. – 2019. – N 120. – P. 461-69.
5. Sudarikova A.V., Vassilieva I.O., Morachevskaya E.A. et al. Molecular and functional identification of sodium channels in K562 cells // J. Cell and Tissue Biol. – 2012. – N 6. – P. 435-41.

УДК 57.577.3

А.А. Мехова¹, Ю.А. Орлов², F. Catalano³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Национальный исследовательский университет ИТМО,

³TIGEM

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА НЕМАТОД *C. ELEGANS*

В настоящее время в фармакологической и косметической отраслях, энергетической промышленности, медицине и других областях широко применяют различные наночастицы. Наночастицы – объекты, чей линейный размер не превышает 100 нм, это приводит к проявлению ими свойств, не характерных для других материалов, состоящих из того же вещества. Среди всех видов наночастиц, наночастицы серебра (AgNP) одни из самых распространенных. Они обладают уникальными каталитическими, электрическими, антибактериальными и другими свойствами, которые зависят от размера, покрытия и формы наночастиц. В первую очередь выраженное бактерицидное действие AgNP служит причиной их использования в фармакологии, пищевой и текстильной промышленности, медицинских устройствах, костных имплантатах, дезинфицирующих средствах, при очистке питьевой воды, а также в средствах личной гигиены и косметике. Существует мнение, что AgNP помогут решить проблему устойчивости микроорганизмов к антибиотикам [1].

Несмотря на широкое применение AgNP и хорошо исследованный антибактериальный эффект, их воздействие на эукариотические организмы изучено недостаточно. В отсутствие достаточных экспериментальных доказательств принято считать, что AgNP не токсичны для многоклеточных организмов, чем и легитимизируют их повсеместное использование. Многие из тех экспериментов по оценке влияния AgNP на эукариот, что выполнены, проведены на

мышьях или крысах, что, безусловно, не лишено достоинств, в силу их эволюционной близости к человеку, но также может затруднять анализ механизмов наблюдаемых эффектов, а также ничего не говорит о влиянии AgNP на свободно живущие микроскопические виды, т.е. об их влиянии на немалую часть биосферы. Данная работа хочет частично заполнить этот пробел, исследуя воздействие AgNP на нематоду *C. elegans*, которая хорошо исследована в лабораторных условиях и широко распространена в природе.

C. elegans – это круглый червь длиной около 1 мм, который широко используется в качестве эукариотической модели в биологических исследованиях благодаря таким характеристикам, как малый размер, простота содержания, прозрачность, способность производить большое потомство, короткий жизненный цикл и детально описанная генетическая программа онтогенеза [2].

Известно, что ионы серебра, источником которых выступают корродирующие в водных растворах наночастицы, имеют схожую электронную структуру с ионами Cu(I): $Kr[4d^9]$ и $Ag[3d^9]$, соответственно. Зачастую именно выделяемые AgNP ионы серебра считают основным эффектором наночастиц на живые организмы. В силу сходства ионов Ag(I) и Cu(I) первые могут замещать ионы меди в некоторых её метаболических путях и купроэнзимах. В то же время, медь – незаменимый микроэлемент для всех живых организмов и нарушение ее гомеостаза может приводить к тяжелым гепатотоксичным и нейродегенеративным заболеваниям у человека.

Известно, что *C. elegans* имеют гомолог медь-транспортирующих АТФаз человека АТР7А/В – белок CUA1, который играет определяющую роль в метаболизме меди нематод [3].

К нарушениям в работе транспортной системы меди могут приводить различные мутации медь-транспортирующих АТФаз [4]. В данной работе в качестве экспериментальной модели использовали в том числе нематоду *C. elegans* штамма H828Q, имеющую указанную аминокислотную замену в белке CUA1, которая гомологична самой распространенной мутации в медь-транспортирующей АТФ-азе, АТФ-азе Вильсона, мутации в ней ответственны за нарушение гомеостаза меди у человека. Эксперименты, проведенные нами ранее, показали снижение ряда физиологических параметров нематод штамма H828Q в условиях повышенной концентрации Cu. Кроме того, было показано, что штамм H828Q накапливает значительно больше Cu, чем штамм дикого типа N2.

Для изучения влияния ионов меди на физиологические параметры нематоды в работе применяли такие методы, как измерение продолжительности жизни, скорости развития, объема яйцекладки, уровня подвижности, а также оценка количества меди и серебра, накопленного нематодами.

Цель настоящей работы – изучение воздействия наночастиц серебра AgNP на жизнедеятельность нематоды *C. elegans*. Для ее достижения были сформулированы такие задачи, как изучить выживаемость нематод в присутствии наночастиц AgNP и сравнение количеств серебра, накопленного штаммами H828Q и N2. Во-первых, это позволит оценить токсическое действие AgNP на эукариотическую модель, а во-вторых, благодаря тому, что ионы серебра обладают схожей с ионами Cu структурой электронных оболочек и способны встраиваться в метаболические пути Cu, это улучшит понимание метаболизма меди у *C. elegans*.

Использованные в работе AgNP изготовили методом восстановления ионов серебра гидразином в мицеллах, образованных олеатом калия. Полученные AgNP охарактеризовали с помощью UV/vis спектроскопии, дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии. Показано, что наночастицы состоят из серебра и имеют кристаллическую структуру, большинство из них имеют сферическую форму со средним радиусом 50 нм.

Для исследования влияния наночастиц серебра на *C. elegans* мы культивировали нематод контрольного (N2) и мутантного (H828Q) штамма на чашках Петри с NGM (Nemathode

Growgh Media) в присутствии AgNP и без них, параллельно следя за количеством выживших особей. Затем измеряли количество серебра, накопленного в организмах животных. Наночастицы вносили в среду NGM с бактериями штамма OP50 – источником пищи *C. elegans*. В ночную культуру бактерий добавляли суспензию AgNP и инкубировали в течение 5 часов, после этого бактерии осаждали, промывали и высевали на чашки Петри, куда после переносили *C. elegans*, таким образом исключали воздействие AgNP на покровы нематод. Для оценки количества аккумулированного животными серебра их растворяли в высокоочищенной концентрированной азотной кислоте и нагревали до 87 °С, а затем проводили измерения на атомно-абсорбционном спектрофотометре Aspect LS Zeenit 650P. Для каждого экспериментального условия было сделано по три биологических реплики. Нормировали количество накопленного животными серебра на массу нематод.

Первые результаты, полученные в ходе эксперимента, показали, что среди животных штамма H828Q, которых инкубировали на чашках с AgNP, летальность была выше, чем среди нематод штамма N2, содержащихся на идентичных чашках. За равное время и в условиях равных концентраций AgNP в среде у нематод мутантного штамма количество потомков было значительно меньше, чем у дикого штамма. Сниженная выживаемость и плодовитость животных с дефектами в метаболизме меди свидетельствуют о том, что этот метаболический путь участвует в детоксикации ионов серебра. В то же время статистически значимое различие в накоплении серебра двумя различными штаммами выявлено не было. Средняя концентрация серебра в осадке, полученном из штамма нематод дикого типа, составляет $61,9 \pm 14,3$ пг/мг, а в осадке, полученном из штамма H828Q – $44,4 \pm 6,4$ пг/мг. Возможно, такой результат связан с тем, что черви штамма H828Q в условиях высокой концентрации наночастиц серебра размножались и развивались не так быстро, как нематоды дикого типа, и не успевали накопить значительную часть металла.

Очевидно, для выяснения природы наблюдаемых эффектов необходимы дальнейшие исследования. Запланированы эксперименты по определению других физиологических показателей нематод с уменьшенной концентрацией наночастиц, чтобы избежать высокой летальности представителей мутантного штамма животных. Кроме того, планируется применить методику нормировки количества металла, аккумулированного нематодами, на общее количество белка, а не массу, что позволит получить более точные результаты, избежав ошибок нормировки, связанных с неточностью измерения массы червей. Всё это позволит более детально изучить воздействие AgNP на нематод штаммов N2 и H828Q, и его связь с метаболизмом меди.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rozhkova N.A., Sosnin I.M., Orlov Y.A., Sankova T.P., Ilyechova E.Y., Shafeev M.R., Puchkova L.V., Romanov A.E. An intervention of silver from nanoparticles in murine copper turnover // *Materials Physics and Mechanics*. – 2016. – N 29. – P. 172-179.
2. Corsi A.K., Wightman B., Chalfie M. A Transparent window into biology: A primer on *Caenorhabditis elegans* // Открытый справочник WormBook. – 2014. – URL: http://www.wormbook.org/chapters/www_celegansintro/celegansintro.html#sec2.3. – (дата обращения: 04.11.2020).
3. Sambongi Y., Wakabayashi T., Yoshimizu T., Omote H., Oka, T. Futai, M. *Caenorhabditis elegans* cDNA for a Menkes/Wilson disease gene homologue and its function in a yeast CCC2 gene deletion mutant // *J. Biochemistry*. – 1997. – N 121. – P. 1169-1175.
4. Ala A., Walker A.P., Ashkan K., Dooley J.S., Schilsky M.L. Wilson's disease // *Lancet*. – 2007. – V. 369. – N 9559. – P. 397-408.

**РЕПЛИКАТИВНОЕ СТАРЕНИЕ ДЕРМАЛЬНЫХ ФИБРОБЛАСТОВ ЛИНИИ DF2,
ВЫДЕЛЕННЫХ ИЗ КОЖИ ВЕК ЧЕЛОВЕКА, СОПРОВОЖДАЕТСЯ ЯДЕРНО-
ЦИТОПЛАЗМАТИЧЕСКИМ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАЛОЙ ГТФАЗЫ RHOA**

Одним из существенных признаков репликативного старения культивируемых клеток является уменьшение клеточной подвижности и реорганизация цитоскелета [1, 2]. Исследование направлено на изучение изменений в организации сократительного аппарата и особенностей распределения малой ГТФазы RhoA в дермальных фибробластах (DF2) на различных стадиях репликативного старения. Клеточная линия DF2 является неиммортилизованной клеточной линией человека, имеющей статус мезенхимных стволовых клеток [3]. На клетках DF2 показано активное репликативное старение в процессе культивирования в течение 8–26 пассажей. RhoA ГТФаза выполняет множество функций в регуляции белков цитоскелета, клеточной морфологии и миграции наряду с различной пролиферативной и транскрипционной активностью в клетках [4]. Клетки DF2 культивировали на протяжении 8–26 пассажей (считая от разморозки). Методами конфокальной микроскопии и анализа иммунофлуоресцентных изображений (рис. 1) была исследована динамика колокализации белка RhoA с ядром (ДНК) и с F-актином. Для оценки колокализации измеряли коэффициент корреляции Кендалла (κ Tau) между изображениями, полученными в двух цветовых каналах. Для оценки структурной целостности актинового цитоскелета был произведен анализ его локальной фрактальной размерности (D) [5].

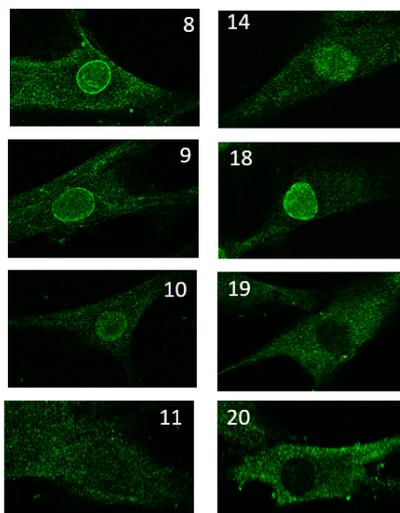


Рис. 1. Конфокальные изображения клеток DF2 на различных пассажах.
Зеленый – белок RhoA, цифры – номера пассажей клеток DF2

Анализ коэффициентов κ Tau показал, что перераспределение Rho из цитоплазмы в ядро является немонотонным процессом, наложенным на убывающий тренд. Максимальные значения коэффициента κ Tau наблюдали на 13 и 18 пассажах, минимальные – на 12 и 20 пассажах (рис. 2(б, в)). На данный момент роль RhoA в ядре мало понятна и подлежит дальнейшему исследованию.

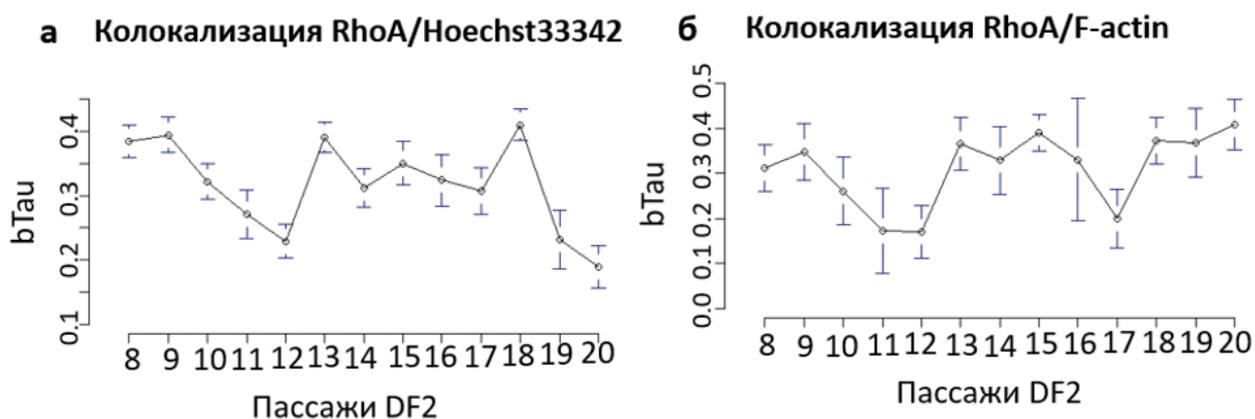


Рис. 2. (а) анализ колокализации белка RhoA с ядром; (б) анализ колокализации белка RhoA с F-актином. Значение и 95% доверительный интервал



Рис. 3. Анализ локальной фрактальной размерности актинового цитоскелета

В ходе анализа фрактальной размерности актинового цитоскелета обнаружено, что в первоначальное снижение D в ходе культивирования сменяется его увеличением, с минимальным значением на 11 пассаже и максимальным – на 15 пассаже (рис. 3). Эти результаты свидетельствуют об обратимом снижении структурной целостности актинового цитоскелета в процессе репликативного старения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Turinetto V., Vitale E., Giachino C. Senescence in human mesenchymal stem cells: functional changes and implications in stem cell-based therapy // *International journal of molecular sciences*. – 2016. – V. 17. – N 7. – P. 1164.
2. Bobkov D. et al. Replicative senescence in MSCWJ-1 human umbilical cord mesenchymal stem cells is marked by characteristic changes in motility, cytoskeletal organization, and RhoA localization // *Molecular Biology Reports*. – 2020. – V. 47. – N 5. – P. 3867-3883.
3. Крылова Т.А. и др. Получение и характеристика неиммortalизованных клеточных линий дермальных фибробластов человека, выделенных из кожи век взрослых доноров разного возраста // *Цитология*. – 2016. – V. 58. – N 11. – С. 850-864.
4. Kim J.G. et al. Regulation of RhoA GTPase and various transcription factors in the RhoA pathway // *Journal of Cellular Physiology*. – 2018. – V. 233. – N 9. – P. 6381-6392.
5. Alhussein G. et al. A spatiotemporal characterization method for the dynamic cytoskeleton // *Cytoskeleton*. – 2016. – V. 73. – N 5. – P. 221-232.

РАЗРАБОТКА ПОДХОДА ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЙ ФИБРИЛЛЯРНОГО АКТИНА В КЛЕТКЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ МИНКОВСКОГО

В настоящее время в регенеративной медицине существует следующая проблема – при трансплантации мезенхимных стволовых клеток (МСК) только небольшой процент материала достигает места повреждения и остается в нем, остальные же клетки обнаруживаются в мелких сосудах или капиллярах и погибают там [1]. Для преодоления этой проблемы следует культивировать МСК в присутствии различных веществ, оказывающих стимулирующее влияние на подвижность клеток и, в частности, вызывающих перестройки актинового цитоскелета клеток [2]. Но остается вопрос, как объективно оценивать возникающие изменения структуры цитоскелета при проведении экспериментов? Одним из способов является анализ изображений фибриллярного актина клетки, окрашенного с помощью антител или специфично связывающихся веществ, конъюгированных с флуоресцентной меткой, и последующей оценкой этих изменений с помощью измерения фрактальной размерности (ФР) цитоскелета [3]. Однако на сегодняшний момент данный метод не получил широкого распространения.

Целью данной работы была разработка нового подхода для оценки ФР фибриллярного актина клетки, с использованием метода Минковского в программной среде MATLAB.

Для достижения цели необходимо было выявить зависимость значения ФР фибриллярного актина от расположения изображения и на основании этих данных определить алгоритм расчета.

Фрактальная размерность Минковского [4] определяется с помощью наложения на изображение квадратной сетки и подсчета количества заполненных изображением ячеек, затем уменьшения размера сетки и нового подсчета. Спустя некоторое количество таких итераций выявляется коэффициент зависимости между масштабом ячеек и количеством таких ячеек, требуемых для покрытия изображения (построив эту зависимость в логарифмических координатах) – этот коэффициент и будет ФР.

Чтобы создать репрезентативную выборку изображений цитоскелета клеток, МСК кожи человека (дермальные фибробласты, линия FRSN, коллекция клеточных культур позвоночных Института цитологии РАН) культивировали, обрабатывали клетки различными концентрациями ингибитора полимеризации актина (Латрункулин Б, в течение 30 мин) [5]. Далее мы визуализировали цитоскелет с помощью окраски родамином, конъюгированным с фаллоидином, а ядро клетки с помощью красителя Hoechst. Регистрацию изображений клеток осуществлялось с использованием конфокального флуоресцентного микроскопа Olympus FV3000 (объектив 40X/1.25NA с масляной иммерсией, размер изображения составил 3000x3000 пикселей), оценили полученные изображения с помощью измерения ФР (применяя разработанный алгоритм).

Первым шагом стало выявление подходящего масштаба ячеек сетки для расчета ФР. Минимальный размер ячейки мы приняли равным 2 пикселям, а максимальный определили как ближайшую большую степень двойки к размеру главной оси эллипса, описывающей ядро клетки. Промежуточные размеры ячеек мы получали последовательным уменьшением стороны ячейки в два раза. Данный интервал масштабов ячеек оказался хорошим выбором, так как коэффициент детерминации полученных прямых для расчета ФР у 105 различных изображений клеток лежал в промежутке 0.991–0.998.

Вторым шагом в исследовании стало выявление зависимости ФР изображения от его поворота и расположения сетки. Для этого мы взяли снимки цитоскелета МСК из контрольной группы и измеряли ФР при повороте изображения на каждые 5 градусов, так же мы сдвигали сетку для расчета на 50 пикселей вверх, вправо и по диагонали. Мы выявили, что ФР изображения изменяется в пределах 1.47 и 1.56; при этом данные распределены по нормальному закону, а значит, могут быть описаны средним значением. Мы выбрали усреднение по семи значениям, получаемым с помощью последовательного поворота изображения на 15 градусов и расчета ФР.

Далее мы применили описанные подходы к вычислению ФР у МСК, обработанных ингибитором полимеризации актина. В каждой группе было по 15 репрезентативных изображений. Средние значения и стандартная ошибка ФР фибриллярного актина для контрольной группы МСК составила 1.46 ± 0.04 , а для МСК инкубированных с DMSO (растворителем Латрункулина Б) 1.44 ± 0.03 . Для МСК инкубированных с Латрункулином Б в течение 30 мин: 10 нМ 1.45 ± 0.03 , 50 нМ 1.45 ± 0.02 , 500 нМ 1.31 ± 0.04 , 1000 нМ 1.28 ± 0.06 , 10000 нМ 1.26 ± 0.05 . Тест Даннета показал, что значения контрольной группы достоверно отличаются от групп, обработанных 500 нМ, 1000 нМ, 10000 нМ ($P < 0.05$), эти результаты согласовывались с визуальной оценкой цитоскелета – при указанных концентрациях наблюдались изменения структуры фибриллярного актина.

По результатам работы можно сделать следующие выводы. Размер ядра может использоваться для расчета размера ячеек при вычислении ФР. ФР зависит от расположения изображения, при этом значения ФР распределены нормально и могут быть оценены с помощью среднего. Латрункулин Б, ингибитор полимеризации актина, вызывает разборку фибриллярного актина в МСК: значения ФР достоверно меньше у МСК, инкубируемых в течение 30 мин с 500 нМ, 1000 нМ, 10000 нМ вещества по сравнению с контролем без обработки. Таким образом, разработанный нами подход может применяться для численной оценки изменений фибриллярного актина МСК при обработке биологически активными веществами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 18-15-00106.

ЛИТЕРАТУРА

1. Song C., Li G. CXCR4 and matrix metalloproteinase-2 are involved in mesenchymal stromal cell homing and engraftment to tumors // *Cytotherapy*. – 2011. – V. 13. – P. 549-561.
2. Chenxia, H., Lanjuan, L. Preconditioning influences mesenchymal stem cell properties in vitro and in vivo // *J. Cell Mol. Med.* – 2018. – V. 22. – P. 1428-1442.
3. Fuseler J., Valarmathi M. Nitric oxide modulates postnatal bone marrow-derived mesenchymal stem cell migration // *Biol.* – 2016. – V. 4. – P. 133.
4. Александров П.С., Пасынков Б.А. Введение в теорию размерности. – М.: Наука, 1973. – 163 с.
5. Spector I., Shochet N., Kashman Y., Groweiss A. Latrunculins: novel marine toxins that disrupt microfilament organization in cultured cells // *Science*. – 1983. – V. 4584. – P. 493-495.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОПОЛИМЕРИЗАЦИИ ТОЛУИДИНОВОГО СИНЕГО В ПРИСУТСТВИИ ЛИПОПОЛИСАХАРИДА САЛЬМОНЕЛЛЫ

В настоящее время создание биоэлектрохимических систем с применением электроактивных полимеров является активно развивающимся научным направлением. Большой интерес представляют полимерные формы фенотиазиновых красителей, получаемые непосредственно на поверхности электрода в ходе электрополимеризации и формирующие устойчивый электроактивный слой чувствительный к редокс-сигналам [1–3]. Толуидиновый синий (ТС) является одним из широко распространенных фенотиазиновых красителей. Методика получения его полимерной формы описана в литературе [3]. Известно сродство ТС к бактериальным липополисахаридам (ЛПС) [4], которые, как известно, включены в механизмы развития воспалительных процессов и, в ряде случаев, могут рассматриваться как регуляторные молекулы [5]. Интересно, что сродство ТС к ЛПС проявляется сильнее, чем у других фенотиазиновых красителей, например, метиленового синего [4]. Вероятно, присутствие ЛПС в среде может сказываться на процессе формирования электроактивного полимера и его остаточной активности. Заманчива перспектива получения электроактивного ЛПС-содержащего полимера, который может выступать электрохимическим интерфейсом для изучения влияния ЛПС на клетки.

Целью работы стало изучение влияния ЛПС на процесс электрополимеризации толуидинового синего и остаточную активность полученного полимера.

Электрохимические исследования проводились в среде фосфатно-солевого буферного раствора (ФСБ) методом циклической вольтамперометрии (ЦВА). Полимеризацию проводили в диапазоне потенциалов $-1200...+600$ мВ со скоростью развертки потенциала 90 мВ/с. Концентрация ТС в ячейке была постоянной и составляла 10^{-4} моль/л. После электрополимеризации оценивали остаточную эффективность полимера в среде ФСБ методом ЦВА в диапазоне потенциалов $-600...+600$ мВ (4 цикла). Все потенциалы приведены относительно хлорид серебряного электрода. В отдельной серии экспериментов к раствору ТС добавляли ЛПС до конечной концентрации на электроде 50 мкг/мл.

Процесс электрополимеризации азинов сопровождается формированием характерных вольтамперных кривых ЦВА (рис. 1). Для всех фенотиазиновых мономеров процесс электрополимеризации начинается с адсорбции молекул на поверхности электрода и их необратимым окислением при высоких (-1200 мВ) потенциалах [3]. ЦВА поли(толуидинового синего) в среде ФСБ характеризуется наличием выраженных пиков окисления и восстановления, параметры которых соответствуют квазиобратимому электрохимическому поведению, характерному для фенотиазиновых красителей. При высоких отрицательных потенциалах $E_{pa} = -1200$ мВ наблюдается пик необратимого окисления ТС, что соответствует анодному окислению красителя. В результате образуются радикалы ТС, которые в дальнейшем реагируют с другими мономерами, запуская процесс полимеризации. Рост полимера сопровождается формированием характерных пиков, положение которых по оси потенциалов отличается от мономерной формы ТС.

Являясь амфифильной молекулой, ЛПС может влиять на способность ТС взаимодействовать с электродом по двум вероятным механизмам – адсорбируясь на поверхности графита или непосредственно взаимодействуя с молекулами красителя, образуя агрегаты [4]. Введение ЛПС в фоновый электролит изменяет электрохимическое поведение ТС о чем можно судить по характеру кривых ЦВА (рис. 2). На 1 цикле ЦВА кривой при

введении ЛПС в фоновый электролит потенциал анодного пика смещается в отрицательную область потенциалов с $E_{pa} = -130$ мВ на $E_{pa} = -210$ мВ и регистрируется уменьшение анодных и катодных максимумов тока с $I_{p_{ox}} = 0,29$ мкА до $I_{p_{ox}} = 0,14$ мкА и с $I_{p_{red}} = -0,58$ мкА до $I_{p_{red}} = -0,13$ мкА соответственно. При увеличении полимеризации на 20 цикле ЦВА полимерная форма ТС характеризуется сдвигом потенциала анодного пика в отрицательную область с $E_{pa} = -30$ мВ на $E_{pa} = 130$ мВ. Также при сканировании потенциала в присутствии ЛПС отмечается небольшое увеличение пиковых значений тока как в катодной, так и в анодной области полимерной и мономерной форм толуидинового синего.

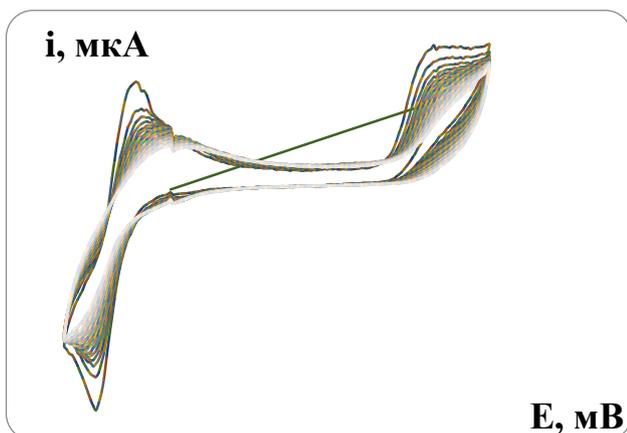


Рис. 1. Полимеризация толуидинового синего на графитовом электроде. Диапазон $-1200 \dots +600$ мВ, 20 циклов, скорость развертки потенциала 90 мВ/с

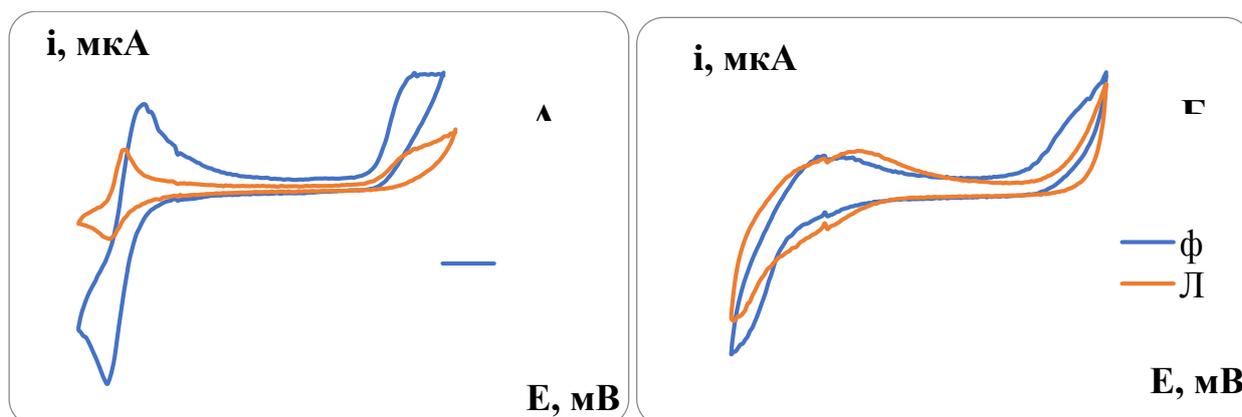


Рис. 2. ЦВА, характеризующая процесс электрополимеризации толуидинового синего ($C=10^{-4}$ моль/л) в присутствии бактериального липополисахарида ($C=50$ мкг/мл). Диапазон от $-1200 \dots +600$ мВ, 20 циклов, скорость развертки потенциала 90 мВ/с. А) 1 циклы; Б) 20 циклы полимеризации

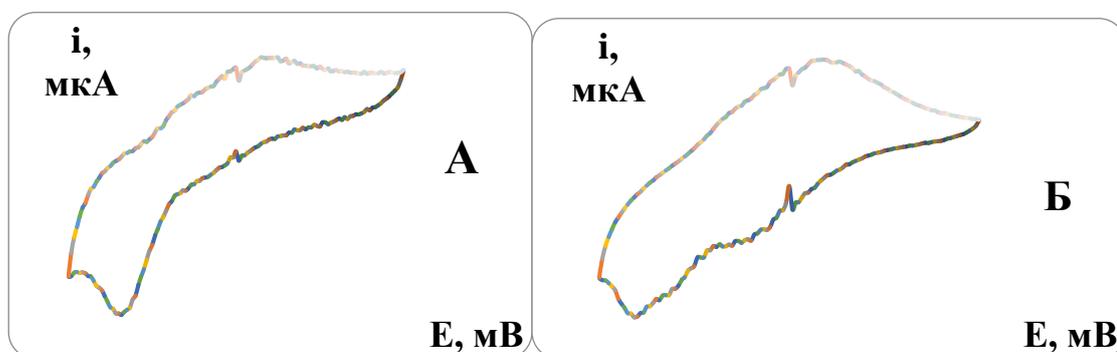


Рис. 3. Сравнение остаточных активностей полученных полимеров (А-полимер ТС при концентрации 10^{-4} моль/л., Б – полимер ТС, полученный в присутствии ЛПС при концентрации 50 мкг/мл)

На кривых ЦВА при регистрации остаточной активации полимера (рис. 3) наблюдается увеличение значений тока как в катодной, так и в анодной области полимерной и мономерной форм толуидинового синего.

Пик окисления характеризуется сдвигом в положительную область значения потенциалов анодного пика с $E_{pa}= 89,7$ мВ на $E_{pa}= 100,1$ мВ и повышением значений тока с $I_{p_{ox}}= 0,06$ мкА до $I_{p_{ox}}= 0,35$ мкА, а потенциал катодного пика характеризуется смещением в отрицательную область значения потенциалов с $E_{pk}= -460,3$ мВ на $E_{pk}= -490,0$ мВ и повышением значений тока с $I_{p_{red}}= -0,12$ мкА до $I_{p_{red}}= -0,57$ мкА.

Таким образом, присутствие липополисахарида оказывает существенное влияние на процесс электрополимеризации толуидинового синего. При этом удается получить модифицированные электроды с хорошими показателями остаточной активности, вероятно содержащие ЛПС, включенный в состав полимера. Продолжением работы станет экспериментальное выяснение механизма влияния эндотоксина на процесс электрополимеризации и исследование активации клеток модифицированном ЛПС электроактивном полимере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черенков И.А., Сергеев В.Г., Никитина Е.С., Иванова И.Л. Применение амперометрического датчика на основе поли(толуидинового синего) для изучения образцов плазмы крови пациентов с болезнью Паркинсона // Биомедицинская радиоэлектроника. – 2018. – № 4. – С. 52-54.
2. Pauliukaite R., Ghica M.E., Barsan M.M., Brett C.M. A Phenazines and Polyphenazines in Electrochemical Sensors and Biosensors // Anal. Lett. – 2010. – V. 43. – N 10-11. – P. 1588-1608.
3. Karyakin A.A., Karyakina, E.E., Schmidt H.-L. Electropolymerized Azines: A New Group of Electroactive Polymers // Electroanalysis. – 1999. – V. 11. – N 3. – P. 93-110.
4. Usacheva M.N., Teichert M.C., Biel M.A. The Interaction of Lipopolysaccharides with Phenothiazine Dyes // Lasers Surg. Med. – 2003. – V. 33. – N 5. – P. 311-319.
5. Яглова Н.В., Березов Т.Т. Регуляторная роль липополисахарида в функциональной активности щитовидной железы и гипофиза // Биомедицинская химия. – 2010. – Т. 56. – № 2. – С. 179-186.

УДК 612.8.04

Д.С. Трактиров^{1,2}, Н.С. Пестерева², З.С. Фесенко³

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

²Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Институт экспериментальной медицины»,

³Институт трансляционной биомедицины СПбГУ

ВЛИЯНИЕ ДОФАМИНОВОЙ ДИСРЕГУЛЯЦИИ НА СЕРОТОНИНОВУЮ СИСТЕМУ

DAT-KO это линия крыс с нокаутом DAT (Dopamine Transporter) – гена обратного захвата дофамина. Данная мутация приводит к увеличению концентрации внеклеточного дофамина с одновременным снижением его внутриклеточного содержания. Влияние нокаута гена DAT на содержание дофамина в различных структурах хорошо изучено, однако влияние этой мутации на содержание других биогенных аминов, в частности, серотонина, исследовано недостаточно. Между тем, взаимодействие дофаминовой и серотониновой систем было показано во многих исследованиях [1–6].

Изучение взаимного влияния двух основополагающих систем, дофаминовой и серотониновой, началось достаточно давно. Хотя в некоторых исследованиях *in vivo* было показано, что серотонин (5-HT) и агонисты его рецепторов повышают уровень внеклеточного дофамина в префронтальной коре, прилежащем ядре и полосатом теле рецептор-

опосредованным способом [2–4], эксперименты на срезах мозга и синапсоммах показали противоположные результаты [5]. До сих пор нет единого мнения по вопросу взаиморегуляции этих систем.

В работе [6] рассматривается роль 5-НТ_{2С} рецепторов и их влияние на содержание дофамина в ЦНС. Авторы отмечают, что 5-НТ система способна влиять на функции как мезокортиколимбического, так и нигростриального дофаминового пути через 5-НТ_{2С} рецепторы. При этом влияние на нигростриальный путь, по-видимому, не является основным, в отличие от мезокортиколимбического пути, в регуляции которого серотониновые рецепторы играют важную роль.

В публикациях также отмечается и обратная связь. В исследовании [7] авторы изучали влияние значительных доз L-dopa (предшественник дофамина) на уровни некоторых медиаторов. Помимо ожидаемого повышения концентрации дофамина (пропорционально получаемой дозе леводопы), авторы обнаружили пропорциональное снижение концентрации серотонина в мозге, а также повышенное содержание его метаболита, индолуксусной кислоты (НИАА).

Таким образом, целью данной работы было расширение представлений о влиянии дофаминовой системы на серотониновую путём анализа содержания серотонина и его метаболита НИАА в различных отделах центральной нервной системы DAT-КО крыс. Кроме того, поскольку дофамин и серотонин ответственны за обучение [8], было произведено сравнение когнитивных способностей крыс опытной и контрольной групп в тесте УРАИ (условный рефлекс активного избегания).

Содержание серотонина в образцах (полосатое тело, гиппокамп, префронтальная кора, обонятельные луковицы, продолговатый мозг, мозжечок и спинной мозг) оценивали методом ВЭЖХ-ЭД. Экспериментальная группа состояла из самцов крыс линии DAT-КО ($n = 5$), контрольную группу составили крысы Wistar ($n = 5$). Данные выражались как среднее \pm ошибка среднего, использовался t-критерий Стьюдента. В тесте УРАИ животному предъявлялся условный стимул (звуковой сигнал), после чего – безусловный стимул (болевое раздражение, вызываемое действием электрического тока). Воздействие обоих стимулов прекращалось в случае перехода животного в «безопасный отсек» камеры. В результате «связывания» двух стимулов у животного вырабатывается условный рефлекс. В качестве количественного эквивалента способности животного к обучению используется время, требующееся для перехода в «безопасный отсек» после воздействия только условного стимула (время латенции).

Полученные методом ВЭЖХ-ЭД уровни серотонина и индолуксусной кислоты наглядно представлены на рис. 1. Было показано 30%-е снижение уровня серотонина при одновременном повышении уровня индолуксусной кислоты в 3,8 раза ($0,8 \pm 0,2$ vs $3,2 \pm 0,5$, $p = 0,002$) в клетках полосатого тела крыс DAT-КО. В гиппокампе было показано снижение НИАА в 1,8 раза. Наиболее выраженные изменения наблюдались в мозжечке: уровень 5-НТ DAT-КО крыс снизился в 12 раз по сравнению с контрольной группой ($0,07 \pm 0,01$ vs $0,92 \pm 0,03$, $p = 0,007$) при неизменном уровне НИАА. В продолговатом мозге количество 5-НТ было ниже уровня обнаружения, а в контрольной группе – $0,6 \pm 0,3$. В других проанализированных структурах изменений не обнаружено.

В тесте УРАИ время, потребовавшееся крысам опытной группы для избегания негативного стимула, оказалось в 2 раза выше, чем время, потребовавшееся крысам контрольной группы ($103,4 \pm 102,0$ (сек) vs $56,1 \pm 48,4$ (сек), $p = 0,044$).

Поскольку серотонин вовлечён в процессы нейрогенеза [9], мы предполагаем, что выраженное снижение содержания 5-НТ, выявленное нами в мозге DAT-КО крыс, свидетельствует о снижении интенсивности нейрогенеза.

Вероятно, повышенная концентрация дофамина в синаптической щели в некоторых структурах способна приводить к снижению концентрации серотонина в этих структурах.

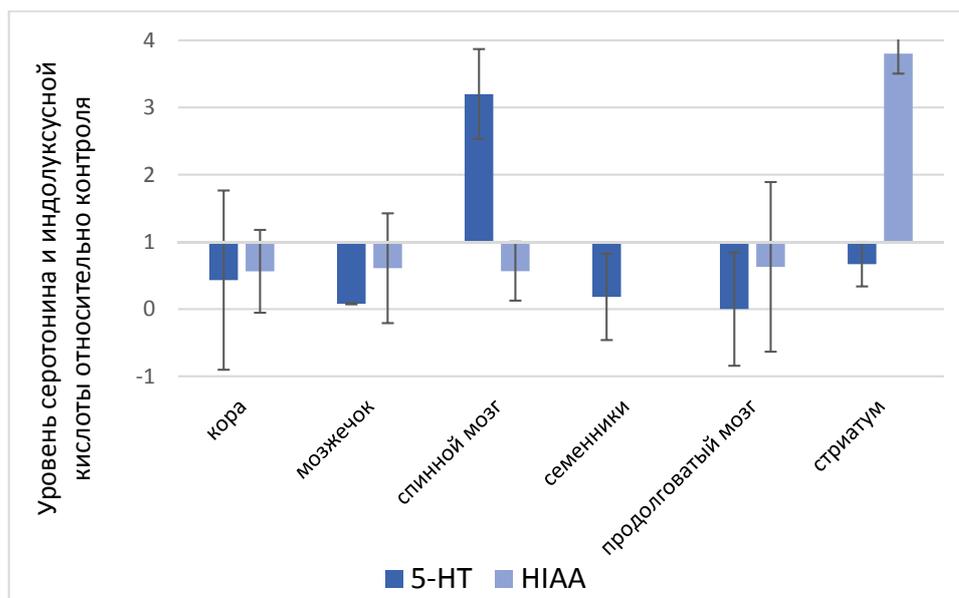


Рис. 1. Содержание серотонина (5-НТ) и индолуксусной кислоты (HIAA) у DAT-KO крыс (содержание 5-НТ и HIAA у контрольной группы принято за единицу)

Увеличение времени латенции в тесте УРАИ свидетельствует о нарушении способности DAT-KO крыс к обучению. Мы предполагаем, что причиной является не только нарушение регуляции дофаминовой системы, но и связанные с этим изменения серотониновой системы.

Таким образом, данные изменения в серотониновой системе DAT-KO крыс являются ещё одним примером отмеченного в многочисленных статьях взаимодействия серотониновой и дофаминовой систем, а именно влияния дофаминовой системы на серотониновую.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-34-90030.

ЛИТЕРАТУРА

1. Di Giovanni G., Esposito E., Di Matteo V. Role of serotonin in central dopamine dysfunction // *CNS Neuroscience and Therapeutics*. – 2010. – V. 16. – P. 179-194.
2. Benloucif S., Galloway M. P. Facilitation of dopamine release in vivo by serotonin agonists: studies with microdialysis // *European Journal of Pharmacology*. – 1991. – V. 200(1). – P. 1-8.
3. Benloucif S., Keegan M. J., Galloway M. P. Serotonin-facilitated dopamine release in vivo: Pharmacological characterization // *Journal of Pharmacology and Experimental Therapeutics*. – 1993. – V. 265(1). – P. 373-377.
4. Parsons L.H., Justice J.B. Serotonin and Dopamine Sensitization in the Nucleus Accumbens, Ventral Tegmental Area, and Dorsal Raphe Nucleus Following Repeated Cocaine Administration // *Journal of Neurochemistry*. – 1993. – V. 61(5). – P. 1611-1619.
5. Muramatsu M., Tamaki-Ohashi J., Usuki C., Araki H., Aihara H. Serotonin-2 receptor-mediated regulation of release of acetylcholine by minaprine in cholinergic nerve terminal of hippocampus of rat // *Neuropharmacology*. – 1988. – V. 27(6). – P. 603-609.
6. Di Matteo V., De Blasi A., Di Giulio C., Esposito E. Role of 5-HT_{2C} receptors in the control of central dopamine function // *Trends in Pharmacological Sciences*. – 2001. – V. 22. – P. 229-232.
7. Everett G.M., Borcharding J.W. L-dopa: Effect on concentrations of dopamine, norepinephrine, and serotonin in brains of mice // *Science* – 1970. – V. 168(3933) – P. 849-850.
8. Olvera-Cortés M.E., Anguiano-Rodríguez P., López-Vázquez M.Á., Alfaro J.M.C. Serotonin/dopamine interaction in learning // *Progress in Brain Research*. – 2008. – V. 172. – P. 567-602.
9. Gould E. Serotonin and hippocampal neurogenesis // *Neuropsychopharmacology*. – 1999. – V. 21(1). – P. 46S-51S.

РАЗРАБОТКА МЕТОДА КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ИЗОФОРМ A1 И A2 ОСТРОФАЗНОГО СЫВОРОТОЧНОГО АМИЛОИДА

Сывороточные амилоиды А (САА, Serum Amyloid A, SAA) – семейство белков человека и животных, некоторые варианты которого (формы SAA1 и SAA2) подобно С-реактивному белку, представляют собой белки острой фазы, уровни которых в ответ на воспаление различного генеза повышаются на несколько порядков. SAA1 и SAA2 высокомолекулярны по отношению друг к другу и являются предшественниками амилоида А (amyloid A, AA). Их уровни в сыворотке крови при воспалении могут повыситься более чем на 3 порядка. Также они связываются с липопротеинами высокой плотности (ЛПВП), вытесняя тем самым аполипопротеин А-1 (АpoA-1), и, таким образом, становятся основным аполипопротеином, связанным с ЛПВП во время острофазного ответа [1].

Известно, что белки SAA1 и SAA2 имеют ряд про- и противовоспалительных функций, таких как, например, пролиферация эндотелиальных клеток, адгезия, инвазия и образования капиллярно-подобных структур. Также SAA1 и SAA2 могут выполнять роль ретинол-связывающего белка, последний доставляется к участкам воспаления и участвует в восстановительных процессах [1]. Благодаря значительному повышению уровней SAA1 и SAA2 в сыворотке крови человека в ответ на развитие патологического процесса в организме, белки сывороточного амилоида A1 и A2 можно рассматривать в качестве биомаркеров различных заболеваний.

Функции каждой из изоформ SAA изучены недостаточно. Распространенные в данный момент иммунологические подходы теоретически способны отдельно количественно детектировать две высокомолекулярные изоформы, однако для этого как минимум необходимы высокоспецифичные моноклональные антитела к конкретному эпитопу каждого из белков. Помимо высокой стоимости и трудоемкости, такие антитела могут быть не способны детектировать присутствие единичных аминокислотных замен, обнаруженных для различных подвидов SAA1 и SAA2 [1]. Современные методы количественной протеомики, включающие новые масс-спектрометрические подходы, лишены вышеуказанных недостатков.

Самым известным подходом на данный момент считается количественный анализ белков с использованием высокоэффективной жидкостной хроматографии-масс-спектрометрии. Однако данный подход обладает рядом существенных ограничений, связанных с невозможностью осуществления количественного мультиплексного анализа сразу нескольких компонентов, необходимостью предварительного фракционирования исследуемых образцов с предварительной отработкой условий для каждого изучаемого объекта. Метод нельзя считать высокопроизводительным и по времени проведения анализа он уступает MALDI (Matrix Assisted Laser Desorption/Ionization, матрично-активированная лазерная десорбция/ионизация, МАЛДИ) масс-спектрометрии [2], которая применялась в данной работе.

Несмотря на то, что метод MALDI масс-спектрометрии не может напрямую быть использован для количественной оценки каких-либо соединений, в работе предлагается подход с применением внутренних стандартов. При этом стандарт получается в виде не полноразмерного белка с известной концентрацией, а всего лишь одного из его пептидов, полученного в результате триптического гидролиза. Это удобно, так как получение пептидов

может быть осуществлено простым синтезом, а методика мечения пептидов изотопами кислорода является относительно простым этапом [3].

Поэтому целью данной работы являлась разработка метода количественной оценки белков SAA1 и SAA2, в цельной сыворотке крови методом MALDI-TOF масс-спектрометрии с применением изотопно-меченых внутренних стандартов.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие задачи:

1. Идентифицировать пептиды в обработанных трипсином сыворотках крови пациентов, определить принадлежность выявленных пептидов к изучаемым белкам SAA1 и SAA2 методом MALDI-TOF масс-спектрометрии.

2. Отобрать пептиды-кандидаты, подходящие для применения в качестве изотопно-меченых стандартов и получить изотопно-меченые стандарты путем прямого введения изотопов ^{18}O в аналогичные синтетические пептиды и триптические пептиды рекомбинантного белка.

3. Установить кинетические параметры образования используемых пептидов в процессе триптического гидролиза сыворотки крови и определить оптимальное время гидролиза.

4. Верифицировать разработанный подход стандартными иммунологическими методами с помощью коммерческого набора для иммуноферментного анализа.

Используемые материалы и методы: банк сывороток пациентов, используемый для количественного определения SAA1 и SAA2, насчитывающий образцы 87 пациентов, включающих контрольную группу здоровых доноров (30 пациентов), пациентов с гнойно-воспалительными заболеваниями мягких тканей, у которых наблюдалось развитие сепсиса (17 пациентов), пациентов с подтвержденным с помощью сертифицированных ОТ-ПЦР наборов для определения гриппа и ОРВИ (Амплисенс®) вирусом гриппа А (H1N1 и H3N2) (20 пациентов), пациентов с подтвержденной сертифицированным ПЦР набором коронавирусной инфекцией (20 пациентов) был сформирован и любезно предоставлен отделом молекулярной биологии вирусов ФГБУ «НИИ гриппа им. А.А. Смородинцева» Минздрава России.

Для идентификации предполагаемых маркеров воспаления в сыворотке крови в работе был применен наиболее распространенный подход масс-спектрометрического анализа белков – «снизу-вверх» или «bottom-up». В основе данного подхода лежит предварительное ферментативное расщепление белка или сложной смеси белков на более короткие пептиды, с целью дальнейшего анализа полученного профиля. При решении подобных задач, наиболее часто используемым ферментом является трипсин. Согласно литературным данным, при изучении белков большинства видов с известным геномом, подобная предварительная обработка образца трипсином, как правило, позволяет идентифицировать один или несколько белков в смеси [2]. Помимо этого, благодаря конструктивным особенностям ионного источника MALDI-TOF, применяемого в данной работе, есть возможность использовать биологический материал без предварительной очистки или его фракционирования. В нашем случае это позволяет работать с цельной сывороткой крови [4].

Концентрацию изучаемых соединений измеряли с помощью изотопно-меченых стандартов, полученных из синтетического аналога триптического пептида, идентифицированного на спектре как фрагмент SAA1 и триптического гидролизата рекомбинантного белка SAA (Abscam, Великобритания), содержащего пептиды, входящие в состав последовательностей SAA1 и SAA2, путем прямого введения изотопов ^{18}O по разработанной ранее методике [5]. Также концентрации были измерены помощью коммерческого ИФА набора (Human SAA1 DuoSet ELISA, США).

В результате изучения пептидного профиля сывороток пациентов, в образцах опытных групп были идентифицированы триптические фрагменты белков SAA1 и SAA2. Для количественного определения концентрации SAA1 был использован синтетический аналог продукта гидролиза SAA1 с $MH^+ = 2178.0$ (FFGHGAEDSLADQAANEWGR). Для количественного определения концентрации общего острофазного SAA был использован

триптический гидролизат рекомбинантного белка SAA (Abcam, Великобритания), содержащий общий для SAA1 и SAA2 фрагмент с $MH^+ = 1550.7$ (SFFSFLGEAFD GAR). Концентрацию SAA2 в дальнейшем находили как разницу между общим количеством SAA и изформы SAA1.

Для каждого из использованных пептидов было установлено оптимальное время триптического гидролиза, составившее 120 минут для $MH^+ = 2178.0$ (фрагмент SAA1) и 60 минут для $MH^+ = 1550.7$ (общий фрагмент для SAA1 и SAA2), при температуре гидролиза 37°C. Для SAA1 на выборке из 87 пациентов установили наличие регрессионной зависимости между значениями, полученными с помощью разработанного масс-спектрометрического подхода и с помощью коммерческого набора для иммуоферментного анализа.

Методом наименьших квадратов была установлена линейная регрессионная зависимость ($y(x) = 0,5x + 60$) между значениями концентраций двух сравниваемых методов. При проверке адекватности регрессионной кривой критерием Вальда-Вольфовица (проверка регрессионных остатков на случайный характер) не было найдено оснований считать регрессионную кривую $y(x)$ неадекватной исходным данным (значение статистики $W = 0,768$, критическое значение $W_{crit} = 1,786$, уровень значимости $\alpha = 0,05$). Ненулевое значение свободного коэффициента данной зависимости позволило сделать вывод, что между результатами измерений, полученными двумя методами, присутствует систематическое смещение.

Различия между значениями концентраций SAA1 для отдельных сывороток, полученные двумя методами, были сопоставимы по величине с расчетными концентрациями SAA2, полученными с помощью масс-спектрометрического подхода. Это можно объяснить невысокой специфичностью антител для ИФА по отношению к какой-либо одной из присутствующих в сыворотке изоформ сывороточного амилоида А. Таким образом, разработанный подход может быть использован для количественной оценки сывороточного амилоида А1, а также общего острофазного сывороточного амилоида А, основными изоформами которого являются белки SAA1 и SAA2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Buck M., Gouwy M., Wang J.M., Snick J.V., Opdenakker G., Struyf S., Damme J. Structure and Expression of Different Serum Amyloid A (SAA) Variants and their Concentration-Dependent Functions During Host Insults // *Curr. Med. Chem.* – 2016. – V. 23. – N 17. – P. 1725-1755.
2. Лебедев А.Т., Артеменко К.А., Самгина Т.Ю. Основы масс-спектрометрии белков. – М.: Техносфера, 2012. – 16 с.
3. Протасов А.В., Тараскин А.С., Забродская Я.А., Бубляев Р.А., Новикова Л.Н., Миргородская О.А. Количественное определение ряда маркеров сыворотки крови без её предварительного фракционирования с использованием особенностей взаимодействия трипсина с альфа-2-макроглобулином человека методом MALDI-MS // *Научное Приборостроение.* – 2019. – Т. 29. – № 2. – С. 30-43.
4. Toropygin I.Y., Mirgorodskaya O.A., Moshkovskii S.A., Serebryakova M. V., Archakov A.I. Controlled trypsinolysis of human cancer and non-cancer sera for direct matrix-assisted laser desorption/ionization time-of-flight mass spectrometry // *International Journal of Mass Spectrometry.* – 2012. – V. 325-327. – P. 121-129.
5. Козьмин Ю.П., Манойлов А.В., Серебрякова М.В., Миргородская О.А. Прямое введение изотопов ^{18}O в пептиды и белки для количественного анализа методом масс-спектрометрии // *Биоорганическая химия.* – 2011. – Т. 37. – № 6. – С. 793-806.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ИДЕНТИФИКАЦИЯ КАЛЬЦИЙ-ЗАВИСИМЫХ КАЛИЕВЫХ
КАНАЛОВ МАЛОЙ ПРОВОДИМОСТИ В КЛЕТКАХ K562 С ПОМОЩЬЮ
ВЫСОКОСЕЛЕКТИВНОГО ИНГИБИТОРНОГО АНАЛИЗА

Кальций-зависимые калиевые каналы (KCa) малой проводимости (SK) способны активироваться при низких концентрациях (менее 1 мкМ) внутриклеточного кальция – универсального вторичного посредника в широком спектре клеточных реакций [1]. Высокий уровень кальциевой чувствительности этого уникального семейства калиевых каналов определяет степень их участия в многочисленных кальций-зависимых сигнальных путях в различных типах клеток [2]. Семейство SK состоит из трех типов каналов – SK1, SK2 и SK3, обладающих высокой степенью гомологии. Было показано, что в некоторых раковых клетках изменения уровня экспрессии и активности различных типов SK каналов сопровождались изменением патофизиологических свойств и реакций. По своим электрофизиологическим характеристикам и кальций-чувствительности все три типа SK каналов являются идентичными, и не могут быть достоверно разделены на уровне одиночных ионных токов. Таким образом, возникает вопрос о возможности оценки вклада активности каждого из типов SK каналов в клеточные реакции в нормальных и трансформированных клетках.

Ранее в клетках миелоидной лейкемии человека линии K562 была показана активация KCa каналов, по своим свойствам близким к SK, при локальном входе ионов кальция через механочувствительные каналы плазматической мембраны [3]. С помощью иммунофлуоресцентного окрашивания было выявлено присутствие трех различных типов KCa каналов – IK, SK2 и SK3 в клетках K562. С помощью метода патч-кламп при отведении от всей клетки был подтвержден функциональный вклад каналов SK и IK в интегральные токи плазматической мембраны клеток K562 [4]. В то же время, уровень активности каналов SK2 и SK3 может быть дополнительно разделен и оценен на основании фармакологических свойств, а именно различной чувствительности каналов SK2 и SK3 к селективному природному поровому блокатору апамину.

Цель исследования: с помощью высокоселективного ингибиторного анализа разделить и выявить вклад кальций-зависимых калиевых каналов малой проводимости SK2 и SK3 в интегральный калиевый ток клеток K562.

Клетки миелоидной лейкемии человека K562 получены из Российской коллекции клеточных культур (Институт цитологии РАН, Санкт-Петербург). Регистрация интегральных ионных токов производилась с помощью метода локальной фиксации потенциала – патч-кламп в конфигурации Whole-cell. Растворы. Для достижения максимального уровня активности KCa каналов мы использовали раствор (в регистрирующей пипетке) с концентрацией свободного кальция 10^{-6} М [2], содержащий, кроме того (в mM): 140 KAsp, 5 NaCl, 1 MgCl₂, 10 Hepes/Tris, 2 HEDTA. Стандартный внеклеточный раствор (в экспериментальной камере) содержал (mM): 145 NaCl, 2 CaCl₂, 1 MgCl₂, 10 HEPES. Для блокирования SK каналов использовался внеклеточный раствор с добавлением селективного блокатора апамина в двух концентрациях (300 пМ для SK2 и 8 нМ для SK3) [5, 6], для каналов IK TRAM-34 (1 μM).

Эксперименты проводили в конфигурации Whole-cell, что позволяет осуществлять многократные смены внеклеточного раствора, содержащего различные концентрации селективных блокаторов ионных каналов. В контроле записывали интегральные токи от всей клетки в стандартном внеклеточном растворе. Для выявления вклада IK каналов в

интегральный калиевый ток клетки в экспериментальную камеру добавляли раствор, содержащий ингибитор IK каналов – TRAM-34. Далее, для оценки и разделения вклада подтипов SK каналов в интегральный калиевый ток во внеклеточный раствор (содержащий TRAM-34 для поддержания каналов IK в инактивированном состоянии) последовательно добавляли апамин в концентрации 300 пМ (блокирование SK2) и 8 нМ (блок SK3). В экспериментах наблюдали уменьшение интегрального тока в ответ на добавление 300 пМ и 8 нМ апамина, что отражает вклад SK2 и SK3 каналов в кальций-зависимый калиевый ток клеток K562.

Таким образом, с использованием различных концентраций высокоселективного порового блокатора апамина был определен уровень активности двух подтипов SK каналов в мембране клеток K562, а также оценен их вклад в общий кальций-зависимый калиевый ток клеток.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда № 19-75-00046.

ЛИТЕРАТУРА

1. Girault A., Haelters J.P., Potier-Cartereau M., Chantôme A., Jaffrés P.A., Bougnoux P., Joulin V., Vandier C. Targeting SKCa channels in cancer: potential new therapeutic approaches // *Curr. Med. Chem.* – 2012. – V. 19. – N 5. – P. 697-713.
2. Guéguinou M., Chantôme A., Fromont G., Bougnoux P., Vandier C. KCa and Ca(2+) channels: the complex thought // *Biochim. Biophys. Acta.* – 2014. – V. 1843. – N 10. — P. 2322-2333.
3. Чубинский-Надеждин В.И., Негуляев Ю. А., Морачевская Е. А. Функциональное сопряжение ионных каналов в процессе механозависимой активации в мембране клеток K562 // *Цитология.* – 2019. – № 7. – С. 1-9.
4. Хайруллина З.М., Васильева В.Ю., Сударикова А.В., Негуляев Ю.А., Чубинский-Надеждин В.И. Функциональный анализ активности кальций-зависимых калиевых каналов в клетках миелоидной лейкемии человека K562 // *Гены и клетки.* – 2020. – Т. XV. – № 3. – С. 123-124.
5. Lamy C., Goodchild S.J., Weatherall K.L. et al. Allosteric block of KCa2 channels by apamin // *Biol. Chem.* – 2010. – V. 285. – N 35. – P. 27067-27077.
6. Weatherall K L., Seutin V., Liégeois J.F., Marrion N.V. Crucial role of a shared extracellular loop in apamin sensitivity and maintenance of pore shape of small-conductance calcium-activated potassium (SK) channels // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America.* – 2011. – V. 108. – N 45. – P. 18494-18499.

УДК 578.22; 615.371; 578.832.1

А.К. Чистякова^{1,2}, П.И. Прокопенко², Е.А. Степанова², Е.В. Крутикова², Е.А. Баженова²,
И.Н. Исакова-Сивак²

¹Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
²ФГБНУ «Институт экспериментальной медицины»

ПОЛУЧЕНИЕ ХОЛОДОАДАПТИРОВАННЫХ ШТАММОВ ВИРУСА ГРИППА А С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ГЕНОМ NS МЕТОДОМ ГЕННОЙ ИНЖЕНЕРИИ

Массовый характер эпидемий гриппа, резкое повышение смертности от острых респираторных заболеваний, тяжелые осложнения, выявляющиеся у переболевших гриппом – все эти причины определяют значение эпидемий гриппа и актуальность разработки средств защиты от него.

Высокая изменчивость возбудителя, появление новых вариантов вируса гриппа, которые могут преодолевать иммунный барьер, сформированный у населения предыдущими штаммами, обуславливают недостаточную эффективность нынешних противогриппозных

препаратов. Поэтому стратегии усиления перекрестной защиты противогриппозных вакцин имеют высокий приоритет для общественного здоровья.

Живая гриппозная вакцина (ЖГВ) содержит живые аттенуированные вирусы гриппа, механизм её действия основан на стимуляции иммунитета по тому же пути, что и при естественной гриппозной инфекции, что позволяет задействовать разные звенья иммунного ответа. Доноры аттенуации ЖГВ – холодадаптированные вирусы гриппа, являются источником генов, кодирующих внутренние белки вакцинного штамма. Гены донора аттенуации содержат набор мутаций, обеспечивающих температурочувствительность и апатогенность штамма гриппа для человека, что обеспечивает безопасность применения живой вакцины [1]. Штамм живой гриппозной вакцины может быть использован в качестве вектора для доставки в клетки участков антигенов других патогенных микроорганизмов, а также возможны его модификации с целью расширения защитного действия против разных штаммов гриппа [2].

Целью работы является получение холодадаптированных штаммов вируса гриппа А с модифицированным геном NS на основе донора аттенуации А/Ленинград/134/17/57, и современных штаммов вируса гриппа. В задачи работы входит получение модифицированного гена NS путем встраивания иммуногенных консервативных среди вирусов гриппа А и В Т-клеточных эпитопов; встраивание модифицированного гена NS в вектор для обратной генетики вирусов гриппа; сборка штаммов вируса с модифицированным геном NS. Полученные штаммы вируса представляют собой штаммы ЖГВ с расширенным потенциалом профилактического действия против гриппа, то есть вакцина с использованием данных химерных штаммов может стать универсальной.

В работе были использованы плазмиды, кодирующие гены вирусов гриппа, встроенные в вектор для обратной генетики вируса гриппа pCIPollSapIT, полученные в ходе предыдущих исследований, а также в ходе настоящей работы: плазмиды, кодирующие гены PB1, PB2, PA, M, NP вируса гриппа А/Ленинград/134/17/57 (H2N2) – донор аттенуации ЖГВ, разработанный в ИЭМ [1]; плазмиды, кодирующие гемагглютинин (HA) и нейраминидазу (NA) вируса гриппа А/Anhui/1/2013 (H7N9); HA и NA вируса А/Brisbane/02/2018 (H1N1), HA и NA вируса А/Switzerland/8060/2017 (H3N2). Плазида, кодирующая модифицированный ген NS вируса А/Ленинград/134/17/57, была получена в ходе настоящего исследования.

Для амплификации генетических фрагментов методом ПЦР использовали набор реагентов Phusion Green Hot Start II High-Fidelity PCR Master Mix (Thermo scientific). Для постановки ПЦР в целях скрининга использовали набор реагентов Биомастер LR HS-ПЦР-Color (Биолабмикс, Россия). Для постановки ОТ-ПЦР на этапе контроля сборки вируса со вставкой использовали набор реагентов БиоМастер ОТ-ПЦР – Color (Биолабмикс, Россия). Для выделения и очистки фрагментов из агарозного геля и реакционных смесей использовали набор реагентов ОМНИКС-KR-011 (Омникс, Россия). Для рестрикции использовалась эндонуклеаза рестрикции SapI (New England Biolabs), лигирование производилось лигазой T4 (Евроген, Россия). Для выделения плазмидной ДНК использовали набор реагентов Thermo Scientific GeneJet Plasmid Miniprep Kit. Секвенирование последовательности генетических фрагментов проводилось с помощью автоматического капиллярного секвенатора ABI Prism 3130xl (Applied Biosystems) по протоколу производителя. Для трансфекции использовался прибор Neon Transfection System с набором реагентов Neon Kit 100ul (Thermo scientific).

Культивирование вирусов производилось в 10–11 дневных развивающихся куриных эмбрионах (РКЭ). Детекция наличия вируса производилась с помощью реакции гемагглютинации с 1% куриными эритроцитами. Инфекционную активность вирусов определяли методом титрования в развивающихся куриных эмбрионах и рассчитывали титр по методу Рида и Менча [3].

Фрагмент ДНК, кодирующий иммуногенные Т-клеточные эпитопы, амплифицировали и встраивали в заранее подготовленную ДНК модифицированного гена NS вируса А/Ленинград/134/17/57 с помощью overlap ПЦР. Конструкция гена NS со вставкой

встраивалась в вектор для обратной генетики вируса гриппа (pCIPolISapIT) по сайтам рестрикции SapI методом рестрикции и лигирования. Трансформация клеток E.coli химерным вектором проводилась методом теплового шока, после чего проводился отбор трансформированных искомой плазмидой колоний клеток с помощью ПЦР-скрининга колоний. Далее из колоний с плазмидой накапливали бактериальную биомассу для получения пДНК в препаративных количествах. Оценка наличия и размера вставки производилась путем рестрикции аликвоты пДНК эндонуклеазой XbaI с последующей детекцией методом электрофореза. Для того, чтобы отобрать колонии со вставкой, не содержащей дополнительных мутаций, было проведено секвенирование химерного гена из плазмид, полученных из разных колоний, по методу Сэнгера. Отобранная плазида, не содержащая дополнительных мутаций, была использована для получения химерного вируса.

Сборка химерного вируса осуществлялась путем трансфекции клеток Vero (культура эпителия клеток почки африканской зеленой мартышки) 8 плазмидами, кодирующими гены вируса гриппа по методике, описанной в [4]. Для этого к выделенной плазмиде (модифицированный NS) добавляли еще 7 предварительно подготовленных плазмид с генами PB1, PB2, PA, NP, M штамма А/Ленинград/134/17/57 и генами HA, NA штаммов А/Anhui/1/2013 (H7N9), либо А/Brisbane/02/2018 (H1N1), либо А/Switzerland/8060/2017 (H3N2) для получения химерных реассортантов с модифицированным геном NS подтипов H7N9, H1N1, H3N2 соответственно. Далее методом электропорации трансфецировали клетки, электропорацию проводили в режиме двух импульсов 1150 В, 20 мс. Трансфецированные клетки инкубировали 3 суток в питательной среде в CO₂-инкубаторе при 33°C и затем полученным материалом заражали развивающиеся куриные эмбрионы, которые инкубировали при 33°C в течение 48 часов.

Все три вируса, содержащие модифицированный ген NS, были успешно получены после трансфекции. Вирус H7N9 был выделен из РКЭ непосредственно после трансфекции, вирусы подтипов H3N2 и H1N1 были собраны после проведения 1 дополнительного (слепого) пассажа в РКЭ. Далее было произведено накопление стоков вирусов методом титрования в РКЭ, для стока хориоаллантоисная жидкость РКЭ была собрана, осветлена центрифугированием при 3000 об/мин в течение 3 минут, разаликвочена в отдельные пробирки по 1 мл и помещена в хранилище при -70°C. В табл. 1 представлены данные исследования гемагглютинирующей активности вирусных стоков, полученные путем постановки реакции гемагглютинации с 1% куриными эритроцитами. Как видно из табл. 1, наиболее высокой гемагглютинирующей активностью обладал сток вируса с поверхностными генами вируса гриппа H7N9. Инфекционную активность вирусов определяли методом титрования стоков в РКЭ, титры вирусов при оптимальной температуре составляли 7,2–8,2 lg ЭИД₅₀/мл (табл. 1). При повышенной температуре инфекционная активность вирусов не была детектирована, что свидетельствует о сохранении температурочувствительного фенотипа, обеспечивающего безопасность вакцины.

Таблица 1. Характеристики полученных вирусов с модифицированным геном NS

Вирус	Титр по гемагглютинации	Инфекционная активность стока, г ЭИД ₅₀ /мл	
		32°C	39°C
H7N9 с модиф. NS	HA:512	8.20	<1.7
H1N1 с модиф. NS	HA:64	7.20	<1.7
H3N2 с модиф. NS	HA:32	7.95	<1.7

Таким образом, было успешно получено три химерных холодаадаптированных вируса гриппа на основе донора аттенуации ЖГВ А/Ленинград/134/17/57 и современных вирусов подтипов H7N9, H1N1, H3N2. Все три вируса сохранили способность к эффективной

репликации в развивающихся куриных эмбрионах при оптимальной температуре и унаследовали температурочувствительный фенотип от донора аттенуации ЖГВ, то есть не способны к репликации при повышенной температуре. Планируется дальнейшая оценка свойств полученных химерных вирусов для оценки их потенциала в качестве универсальной живой гриппозной вакцины.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации № МД-327.2020.7.

ЛИТЕРАТУРА

1. Isakova-Sivak I. Genetic bases of the temperature-sensitive phenotype of a master donor virus used in live attenuated influenza vaccines: A/Leningrad/134/17/57 (H2N2) // *Virology*. – 2011. – V. 412.2. – P. 297-305.
2. Isakova-Sivak I., Tretiak T., Rudenko L. Cold-adapted influenza viruses as a promising platform for viral-vector vaccines // *Expert Review of Vaccines*. – 2016. – V. 15(10). – P. 1241-1243.
3. Reed L.J., Muench H. A simple method of estimating fifty per cent endpoints // *American Journal of Epidemiology*. – 1938. – V. 27. – P. 493-497.
4. Kotomina T., Korenkov D., Matyushenko V., Prokopenko P., Rudenko L., Isakova-Sivak I. Live attenuated influenza vaccine viral vector induces functional cytotoxic T-cell immune response against foreign CD8+ T-cell epitopes inserted into NA and NS1 genes using the 2A self-cleavage site // *Hum Vaccin Immunother*. – 2018. – V. 14(12). – P. 2964-2970.

СОДЕРЖАНИЕ

СЕКЦИЯ «КОСМИЧЕСКИЕ И НАЗЕМНЫЕ РАДИОТЕХНИЧЕСКИЕ И ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ»	3
Ю.В. Батов, Д.А. Пузько, А.Л. Гельгор, Д.А. Ткаченко. Применение мультиплексирования по уровню сигнала в спутниковом вещании DVB-S2(X)	3
В.А. Варгаузин, Д.И. Николаев. Алгоритм пассивной локации в системе с большим числом приёмных станций с разностно-дальномерными измерениями	6
А.С. Давыденко, Н.С. Коротков, И.А. Цикин. Реализация цифровой обработки в адаптивной антенной решётке приемника сигналов глобальных навигационных спутниковых систем.....	9
А.С. Давыденко, Е.Н. Попов, И.А. Цикин. Радиопеленгация по методу MUSIC в сочетании с методом эталонных разностей фаз	12
Е.В. Егоров, В.М. Малышев. Исследование опорного автогенератора сантиметрового диапазона волн	15
Н.С. Ильченко, Е.А. Попов. Программная реализация алгоритмов оптимального обнаружения сигналов в условиях априорной неопределённости.....	17
С.В. Кирпиченко, В.М. Малышев, А.Б. Никитин. Двухзондовый тюнер для системы измерения с переменным импедансом	20
М.А. Лопатин, С.А. Фёдоров, С.В. Завьялов. Использование метода машинного обучения «Случайный лес» для позиционирования человека в помещениях при помощи сигнала Wi-Fi.....	23
В.М. Малышев, А.Б. Никитин, Е.А. Новопашин. Моделирование тюнера импедансов для системы измерения характеристик транзисторных усилителей мощности СВЧ.....	26
В.А. Максимов, Е.А. Щербинина. Влияние ширины анализируемой полосы частот на точность спутниковой геолокации	29
Д.К. Нгуен. Методика расчёта энергетических и спектральных характеристик многочастотных сигналов при наличии амплитудного ограничения на передающем модуле.....	32
И.А. Петров, В.В. Кулакова, А.Р. Хазиева, А.Л. Гельгор. Имитатор работы коррелятора приёмников спутниковых навигационных сигналов.....	35
Е.Н. Смирнова, С.Б. Макаров, Б.И. Положинцев. Применение функций Найквиста в качестве вещественной огибающей FTN сигналов с модуляцией OQPSK	38
СЕКЦИЯ «РАДИОФИЗИКА И АНТЕННЫ»	41
Э.С. Панфилова, А.С. Черепанов. Согласующее устройство для трёхслойной феррит-диэлектрической структуры	41
А.А. Алисьвяк, Д.Ю. Новиков, Ю.Н. Новиков. Создание универсальной микроконтроллерной платформы – основы систем дистанционного мониторинга данных и управления	44
Д.А. Вабищевич, Е.В. Киселева, А.А. Сочава, А.С. Черепанов. Диафрагма в волноводе как эквивалент излучающей щели	47
Н.С. Ваулин, Д.М. Голофеева, О.А. Котовская, Ю.Н. Новиков. Модуляция и детектирование в образовательной программе: компьютерное моделирование процессов	50
С.В. Горенкова, А.С. Черепанов. Волноводный фазовращатель на диафрагмах, управляемый емкостями.....	53
Н.А. Кирпанев. Об одном из путей исследования системы антенна-обтекатель с помощью сферического сканера.....	56

<i>П.О. Павздерин, Г.П. Жабко, Ю.Н. Новиков.</i> Генерация волнового импульса цепью низкодобротных каскадов: точный и асимптотический анализ явления	58
СЕКЦИЯ «АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ»	62
<i>С.В. Розов, В.Е. Аношин.</i> Разработка и моделирование макета лабораторной работы для ELVIS в программе Multisim	62
<i>М.С. Жуков, А.С. Козлов, И.Л. Косухин, А.В. Медведев.</i> Создание системы температурной стабилизации и стабилизации по току полупроводникового лазерного источника	65
<i>Е.С. Парфенова, Ю.Н. Новиков, А.Б. Устинов.</i> О внедрении в лабораторный практикум онлайн-исследований средствами DAQ-платформы NI ELVIS III	68
<i>Н.С. Ваулин, Д.М. Голофеева, О.А. Котовская, П.О. Павздерин, Ю.Н. Новиков.</i> Обнаружение Multisim-средствами генерации «бегущего» волнового импульса каскадом низкодобротных блоков	71
<i>Н.С. Ваулин, Д.М. Голофеева, О.А. Котовская, Ю.Н. Новиков.</i> Формирование, модуляция и детектирование музыкальной композиции Multisim-средствами	74
<i>М.А. Иванов, И.А. Румянцев.</i> Многопользовательская система для ручных и автоматизированных дистанционных измерений	77
СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА»	80
<i>А.В. Архипов, А.Н. Алешин.</i> Эффекты резистивной памяти в композитных пленках на основе металлоорганических перовскитов с оксидом графена	80
<i>П.А. Балунов, Е.Д. Федоренко, А.В. Архипов.</i> Обнаружение центров низковольтной эмиссии электронов методом атомно-силовой микроскопии	82
<i>Е.Д. Федоренко, П.А. Балунов, В.О. Белько, П.А. Карасёв.</i> Особенности формирования тонких пленок алюминия на поверхности полипропилена	85
<i>Н.К. Исаев, К.А. Гросберг, Э.И. Моисеев.</i> Исследование влияния геометрии резонатора на порог генерации и саморазогрев микролазеров	87
<i>М.Е. Палёнов, В.Е. Бабюк, О.Е. Квашенкина, Д.А. Кудряшов.</i> Исследование процессов кристаллизации аморфного кремния в тонкопленочных системах	90
<i>А.В. Кудрявцева, О.А. Алексеева, А.А. Набережнов.</i> Характеристики сегнетоэлектрического фазового перехода в нанокompозите SBA-15 + NaNO ₂	92
<i>А.Ю. Молоков, А.Ф. Вакуленко, Е.Ю. Королева, С.Б. Вахрушев.</i> Кинетика переключения фаз магнониобата свинца в электрических полях	95
<i>М.В. Владимиров, А.Е. Ганжа, Р.Г. Бурковский, А.В. Павленко, Н.В. Тер-Оганесян.</i> Исследование тонкопленочного ниобата натрия в гетероэпитаксиальной структуре NaNbO ₃ /SrRuO ₃ /MgO	98
<i>Х.Г. Флорес, А.Е. Ганжа, Д.А. Андроникова, Р.Г. Бурковский.</i> Рентгеновская наноскопия как инструмент изучения нанодоменных конфигураций в тонкопленочных структурах	100
<i>А.Е. Ганжа, Г.А. Литягин, Р.Г. Бурковский.</i> Индуцированная полем структура в пленках PbZrO ₃	103
<i>М.А. Князева, Г.А. Литягин, А.Е. Ганжа, Р.Г. Бурковский.</i> Структура промежуточных фаз в твёрдом растворе (1-х) PbHfO ₃ - (х) PbSnO ₃	106
<i>А.И. Стручков, А.И. Титов, К.В. Карабешкин, П.А. Карасев.</i> Радиационное повреждение GaN при комбинированном облучении ионами различных типов и энергий	109
<i>Д.Б. Дюбо, О.Ю. Цыбин.</i> Плазменно-ионный электрический двигатель с автоматическим управлением	112

<i>Т.И. Пиньковская, Н.К. Краснова.</i> Применение однородного по Л. Эйлеру магнитного поля в энерго- и масс-анализе	115
<i>Е.А. Ткач, К.В. Соловьев.</i> Оценка точности конечноэлементного моделирования ионной ловушки с идеальной фокусировкой	118
<i>Е.А. Ткач, М.В. Виноградова, К.В. Соловьев.</i> Разрушение условий разделения переменных в электростатических ионных ловушках	120
СЕКЦИЯ «МАТЕРИАЛЫ, КОМПОНЕНТЫ И УСТРОЙСТВА ИНТЕГРАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ»	123
<i>О.А. Головань, А.С. Коротков.</i> Линейный анализ схемы небалансного диодного смесителя.....	123
<i>Д.Р. Валитов, Е.В. Балашов.</i> Разработка и моделирование понижающего пассивного смесителя с коммутацией по току	126
<i>М.А. Беллавин, Д.О. Буданов.</i> Шифратор термометрического кода для параллельных аналого-цифровых преобразователей со схемой коррекции нарушений монотонности	129
<i>К.В. Ражева, И.А. Румянцев.</i> Исследование направленных ответвителей на основе кремниевой КМОП-технологии	132
<i>Е.А. Салонина, И.М. Пятак.</i> Моделирование воздействия технологического разброса номиналов элементов на статические характеристики цап типа R-2R.....	135
<i>В.А. Юрченко, И.М. Пятак.</i> Расчет ошибок для калибровки микромеханического акселерометра при помощи ШСВ-воздействия	137
<i>Т.Э. Шелепневич, М.М. Пилипко.</i> Исследование дельта-сигма модуляторов псевдодифференциального типа.....	138
<i>Н.В. Квашина, М.С. Енученко.</i> Электронные калибровки для цифро-аналоговых преобразователей	142
<i>М.М. Дегирменджи, М.М. Пилипко.</i> Исследование дельта-сигма модуляторов с двухфазной выборкой.....	145
<i>А.А. Третьяков, Р.Д. Буслаев, Н.Т. Сударь, И.Ю. Сапурина.</i> Новый термоэлектрический материал на основе композита полианилина с нанотрубками	148
<i>Я.Н. Ковач, С.С. Рочас.</i> Кольцевая оптическая система детектирования загрязнений	150
<i>С.Е. Семенов, Д.И. Долженко, И.Б. Захарова, Н.Т. Сударь.</i> Инжекционные токи в структурах ИТО–С ₆₀ –InGa	153
<i>А.А. Кузьмина, Д.Д. Каров, С.В. Константинов.</i> Поляризационно-оптическая томография остаточных напряжений в цилиндрических градиентных линзах для оптоволоконных систем	156
<i>Е.А. Никитина, В.М. Капралова, О.О. Сазонов, И.М. Давлетбаева.</i> Диэлектрические свойства полиуретановых иономеров на основе разветвленных аминоэфиров ортофосфорной кислоты.....	159
<i>Р.Д. Буслаев, В.В. Лобода.</i> Моделирование термоэлектрического генератора коаксиального типа с различной геометрией термоэлементов	162
<i>Д.Г. Тимофеев, С.П. Иванов.</i> Криомеханические и ультразвуковые технологии получения микронных и наноразмерных полимерных частиц.....	165
СЕКЦИЯ «ФОТОНИКА И КВАНТОВАЯ ОПТИКА»	169
<i>А.А. Алексеев, Э.К. Непомнящая, Е.Н. Величко.</i> Спектр пропускания ферромагнитных жидкостей в магнитном поле	169
<i>А.А. Иванов, В.В. Чалдышев.</i> Исследование оптических свойств периодической структуры со 100 квантовыми ямами InGaN.....	171

<i>Д.А. Миленина, П.Д. Карпова, Е.А. Савченко.</i> Влияние фонового освещения на измеренные значения скорости кровотока, полученные бесконтактным спекл-корреляционным датчиком.....	174
<i>Л.Б. Лиокумович, Ф.В. Скляр, А.О. Костромитин.</i> Оптимизация интерферометрической системы с мультиплексированием чувствительных элементов по уровню выходной оптической мощности: метод расчета и экспериментальная реализация.....	176
<i>Д.Д. Кулик, А.А. Маркварт, Н.А. Ушаков.</i> Сравнение оптических интерферометрических методов регистрации сигналов пульсовой волны.....	179
<i>В.А. Осоченко, Э.К. Непомнящая, М.А. Баранов.</i> Метод поляриметрии для анализа кожи и диагностики состояния тканей.....	182
<i>И.Д. Пелевин, О.И. Котов, А.В. Петров.</i> Сигналы многомодового волоконного интерферометра при модуляции частоты излучения лазера.....	184
<i>В.В. Полозов, Л.Б. Лиокумович, Ф.В. Скляр, Н.А. Ушаков.</i> Волоконно-оптический датчик внутричерепного давления на основе интерферометра Фабри–Перо.....	187
<i>Д.С. Сунцов, П.К. Трубин, А.А. Мурашов.</i> Разработка сканера поляриметрических характеристик приповерхностного слоя материалов.....	190
<i>О.И. Ткач, Е.А. Савченко, Е.Н. Величко.</i> Применение метода электрофоретического рассеяния света для получения электрофизических свойств раствора фуллеренола.....	193
<i>О.Ю. Велюхова, Э.К. Непомнящая.</i> Определение коэффициента трансляционной диффузии микросфер методом лазерной корреляционной спектроскопии.....	196
СЕКЦИЯ «ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И НАНОЭЛЕКТРОНИКА»	199
<i>Г.А. Гусев.</i> Исследование тантало-ниобата гадолия, активированного церием, методом локальной катодолюминесценции.....	199
<i>А.А. Климов, Р.Э. Кунков, Т.С. Лухмырина, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный.</i> Монолитный двухволновый фотодиод с поглощающими слоями на основе InAs и InAsSb.....	202
<i>Д.Н. Тонков, В.Э. Гасумянц.</i> Модификация свойств CVD-графена путем его дополнительного отжига.....	204
<i>Т.М. Хаддад, В.Э. Гасумянц.</i> Коэффициент Нернста–Эттингсгаузена в высокотемпературных сверхпроводниках системы $YBa_2Cu_{3-x}Zn_xO_y$	207
<i>Д.Н. Тонков, В.Э. Гасумянц, Е.С. Васильева, М.И. Кобыляцкая, О.А. Мартынова, С.В. Карамышев.</i> Исследование перколяционных процессов в гибком эластичном проводящем полимерном композитном материале с углеродным наполнителем.....	210
СЕКЦИЯ «ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ НАНОСТРУКТУР»	214
<i>С.А. Гурьева, А.К. Борисов, В.А. Марихин.</i> Структурный фазовый переход в трикозане $C_{23}H_{48}$	214
<i>И.В. Решетов, Д.В. Расходчиков, А.И. Дергачев, В.В. Журихина.</i> Об измерении концентрационных профилей поляризованных стекол.....	217
<i>Д.В. Расходчиков, В.П. Каасик, В.В. Журихина.</i> Исследование катодолюминесценции поляризованного в коронном разряде натриево-кальциевого силикатного стекла.....	220
<i>Р.А. Шевченко, М.А. Баранов, Е.Н. Величко.</i> Исследование свойств и процессов самоорганизации в тонких биомолекулярных пленках.....	222
ОБЪЕДИНЕННАЯ СЕКЦИЯ «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА» И «ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА»	226
<i>Я.А. Бердников, Ю.М. Митранков.</i> Факторы ядерной модификации ϕ -мезона и отношения выходов ϕ/π^0 в $Cu+Au$ взаимодействиях при энергии 200 ГэВ.....	226

<i>В.С. Борисов, Д.О. Котов.</i> Алгоритм верификации координат треков заряженных частиц в ядро-ядерных столкновениях	228
<i>М.М. Митранкова, Ю.М. Митранков.</i> Особенности рождения ϕ -мезонов в реакции $P+A1$ при энергии 200 ГэВ	230
<i>А.А. Васильев, И.Г. Голиков, А.И. Халиков.</i> Математическая модель дозных распределений пучка протонов с энергией 1 ГэВ при ротационном облучении	233
<i>Д.М. Ларионова, А.Я. Бердников.</i> Числа нуклонов участников и парных нуклонных взаимодействий в столкновениях деформированных ядер урана	236
<i>А.Ю. Егоров, Я.А. Бердников, А. Тиба.</i> Разработка и оптимизация методики расчета наработки изотопа ^{64}Cu в мишени из природного никеля при бомбардировке протонами с энергией 17 МэВ	238
<i>Д.А. Конюх, Я.М. Бельтюков.</i> Диффузия колебаний и критерий Иоффе–Регеля с точки зрения теории случайных матриц	241
СЕКЦИЯ «СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ И АСТРОФИЗИКИ»	244
<i>А.М. Богданов, В.Г. Капралов.</i> Использование глубокого нейронного обучения для предсказания срывов в плазме токамака	244
<i>Н.А. Земляков, А.И. Чугунов, Н.Н. Щечилин.</i> Несферические атомные ядра во внутренней коре нейтронной звезды: капельная модель, основанная на потенциалах типа Скирма	245
<i>В.В. Корзуева, Е.О. Векшина, И.Ю. Сениченков, В.А. Рожанский.</i> Моделирование пристеночной плазмы токамака DEMO с напуском неона в качестве излучающей примеси	248
<i>О.Е. Новоходская, В.Г. Капралов.</i> Сравнение различных вариантов массивной газовой инжекции и пеллет-инжекции в плазму токамака T-10	251
<i>А.Г. Полетаева, И.Ю. Веселова, Е.Г. Кавеева, В.А. Рожанский.</i> Моделирование пристеночной плазмы токамака ИТЭР с узким обдирочным слоем	252
<i>А.М. Пономаренко, В.В. Буланин, А.В. Петров, А.Ю. Яшин.</i> Исследование альфвеновских мод на токамаке Глобус-М2 методом доплеровского обратного рассеяния	255
<i>В.Э. Хавин, Г.А. Трошин, Н.В. Теплова.</i> Численное моделирование нижнегибридного тока увлечения с помощью динамического кода FRTC и кода ASTRA	258
<i>Н.В. Штырхунов, И.Ю. Сениченков, Е.Г. Кавеева, В.А. Рожанский.</i> Моделирование пристеночной плазмы токамака ASDEX UPGRADE в режиме с излучающей X-точкой	261
СЕКЦИЯ «БИОФИЗИКА»	264
<i>А.О. Аратова, А.О. Анпилова, Е.О. Богданова, Т.С. Васильева, О.В. Галкина.</i> Роль биомаркеров хронической болезни почек в патогенезе бронхиальной астмы	264
<i>К. Аббас, Н.В. Цымбаленко.</i> Влияние ожирения на метаболизм меди в печени мышей, содержащихся на высококалорийной диете	266
<i>К.В. Баранов, П.-Ф. Вон, Е.В. Крутикова, Е.А. Баженова, Е.А. Степанова.</i> Получение экспериментального штамма живой гриппозной вакцины подтипа В с химерным гемагглютинином	269
<i>А.В. Гарина, Л.А. Гараева, А.В. Волницкий, В.С. Бурдаков, Н.Д. Разгильдина, Т.А. Штам, Н.А. Верлов, Д.А. Амерканов, Ф.А. Пак, Д.В. Лебедев, А.Л. Коневега.</i> Соединения бора как радиосенсибилизаторы злокачественных клеток при облучении протонами на пике Брэгга	272

<i>К.В. Иванова, А.Р. Муслимов, Я.В. Тараканчикова.</i> Разработка универсальной системы для доставки генетического материала в сетчатку глаза	274
<i>М.М. Игнатьева, И.А. Черенков.</i> Электрохимические превращения толуидинового синего в среде гепаринсодержащего гидрогеля.....	277
<i>Д.В. Лыскова, В.Ю. Васильева, В.И. Чубинский-Надеждин, А.В. Сударикова.</i> Сериновая протеаза плазмин активирует каналы ENaC в клетках лейкемии K562.....	279
<i>А.А. Мехова, Ю.А. Орлов, F. Catalano.</i> Влияние наночастиц серебра на нематод <i>C. Elegans</i>	281
<i>А.В. Полянская, Д.Ф. Гончарова, А.С. Мусорина, Г.Г. Полянская, Д.Е. Бобков.</i> Репликативное старение дермальных фибробластов линии DF2, выделенных из кожи век человека, сопровождается ядерно-цитоплазматическим перераспределением малой ГТФазы RhoA	284
<i>А.В. Ревитцер, И.А. Селин, Ю.А. Негуляев.</i> Разработка подхода оценки изменений фибриллярного актина в клетке с применением фрактальной размерности Минковского	286
<i>А.Ф. Сафиуллина, И.А. Черенков.</i> Особенности процесса электрополимеризации толуидинового синего в присутствии липополисахарида сальмонеллы	288
<i>Д.С. Трактиров, Н.С. Пестерева, З.С. Фесенко.</i> Влияние дофаминовой дисрегуляции на серотониновую систему	290
<i>А.А. Тюлин, А.С.Тараскин, А.В.Протасов, А.А. Ложков, О.А. Миргородская.</i> Разработка метода количественной оценки изоформ A1 и A2 острофазного сывороточного амилоида	293
<i>З.М. Хайруллина, В.И. Чубинский-Надеждин, В.Ю. Васильева.</i> Молекулярная идентификация кальций-зависимых калиевых каналов малой проводимости в клетках K562 с помощью высокоселективного ингибиторного анализа	296
<i>А.К. Чистякова, П.И. Прокопенко, Е.А. Степанова, Е.В. Крутикова, Е.А. Баженова, И.Н. Исакова-Сивак.</i> Получение холодоадаптированных штаммов вируса гриппа А с модифицированным геном NS методом генной инженерии.....	297

НЕДЕЛЯ НАУКИ ИФНиТ

Сборник материалов
Всероссийской конференции

16–20 ноября 2020 года

Налоговая льгота – Общероссийский классификатор продукции
ОК 005-93, т. 2; 95 3004 – научная и производственная литература

Подписано в печать 18.12.2020. Формат 60×84/16. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 19,25. Тираж 100. Заказ 3487.

Отпечатано с готового оригинал-макета,
предоставленного организационным комитетом конференции,
в Издательско-полиграфическом центре Политехнического университета.
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29.
Тел.: (812) 552-77-17; 550-40-14.