Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Национальный исследовательский
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Труды
XXVI научной конференции
по радиофизике,

посвященной
120-летию М.Т. Греховой

Нижний Новгород, 12 — 27 мая 2022 г.

Нижний Новгород
2022

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841
Т-78

Редколлегия:
В.В. Матросов (отв. ред.), О.И. Канаков (зам. отв. ред.), Г.А. Баженова (отв. секр.), М.И. Бакунов, С.Н. Гурбатов, А.А. Дубков, А.В. Калинин, А.В. Кудрин, А.А. Мальцев, А.В. Маругин, С.В. Оболенский, Л.Ю. Ротков, Б. Спаньоло (Италия), А.Л. Умнов, Е.С. Фитасов

Т-78 **Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой**, (Нижний Новгород, 12—27 мая 2022 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2022. – 592 с.

ISBN 978-5-91326-701-6

В сборник включены материалы докладов XXVI научной конференции по радиофизике, повященной 120-летию со дня рождения М.Т. Греховой, проходившей 12—27 мая 2022 г. на радиофизическом факультете Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (ННГУ) с участием иностранных докладчиков. Тематика докладов охватывает основные научные направления, развиваемые на факультете. Работы выполнены сотрудниками, аспирантами и студентами ННГУ, а также сотрудниками научно-исследовательских институтов и высокотехнологичных предприятий Нижнего Новгорода.

Издаётся по решению ученого совета радиофизического факультета ННГУ.

ISBN 978-5-91326-701-6

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2022

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings of the XXVI Scientific Conference on Radiophysics devoted to the 120th Anniversary of M.T. Grekhova's Birth

Nizhny Novgorod, May 12-27, 2022

Nizhny Novgorod
2022

Proceedings of the XXVI Scientific Conference on Radiophysics devoted to the 120th Anniversary of M.T. Grekhova's Birth (Nizhny Novgorod, May 12-27, 2022). Nizhny Novgorod: UNN, 2022. – 592 p.

Editorial Board:
V.V. Matrosov (Editor-in-Chief), O.I. Kanakov (Executive Editor), G.A. Bazhenova (Secretary), M.I. Bakunov, S.N. Gurbatov, A.A. Dubkov, A.V. Kalinin, A.V. Kudrin, A.A. Mal'tsev, A.V. Marugin, S.V. Obolensky, L.Yu. Rotkov, B. Spagnolo (Italy), E.S. Fitasov and A.L. Umnov

The proceedings include the papers presented at the 26th Conference on Radiophysics (May 12-27, 2022, Nizhny Novgorod), which was organized by the Faculty of Radiophysics of the National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod. The scope of the conference covers all main research directions of the faculty. The papers were contributed by scientists and students of the university, researchers from the academic institutes and hi-tech companies of Nizhny Novgorod, and foreign participants. The proceedings have been approved by the Academic Council of the Faculty of Radiophysics.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

ПЛЕНАРНОЕ ЗАСЕДАНИЕ

12.05.2022

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

МАГНИТНЫЕ МОНОПОЛИ В СПИНОВОМ ЛЬДУ

А.В. Клюев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Магнитный монополь — это гипотетическая элементарная частица, обладающая ненулевым магнитным зарядом. До сих пор остаётся открытым вопрос: существуют ли магнитные монополи?

Поль Дирак предположил существование частицы с магнитным зарядом и пришёл к заключению, что магнитный заряд предполагаемого монополя должен быть равен целому кратному определённого количества магнетизма.

При этом, существование в природе хотя бы одного магнитного монополя с определённым зарядом объяснило бы наблюдаемую на опыте кратность электрических зарядов частиц величине заряда электрона; магнитный заряд при этом тоже с необходимостью квантовался бы.

Магнитные монополи Дирака всегда должны появляться парами и должны быть соединены линией, на которой векторный потенциал электромагнитного поля имеет особенности. Эта линия называется струной Дирака.

В 1974 году Александр Поляков и Герард Хофт независимо обнаружили, что существование магнитного монополя обязательно в полевых теориях определённого класса. В моделях великого объединения существуют устойчивые конфигурации полей, локализованные в малой области пространства и создающие вне этой области сферически симметричное магнитное поле.

Оказывается, в перхлоратных окислах редкоземельных металлов, таких как $Dy_2Ti_2O_7$ или $Ho_2Ti_2O_7$ существуют квазичастицы, которые по своим свойствам сходны с обсуждаемыми выше магнитными монополями. Этот класс перхлоратных окислов редкоземельных металлов называют спиновым льдом.

Спиновый лёд

В последние 20 лет в физике конденсированного состояния появилось и интенсивно развивается новое направление, которое можно коротко охарактеризовать как физика систем с правилами льда. К таким системам, прежде всего, относится ряд модификаций водяного льда и сама вода, при исследовании которых и были впервые сформулированы правила льда: (1) два и только два протона вблизи каждого иона кислорода, (2) один и только один протон на каждой водородной связи.

Долгое время лед и вода, в которой согласно современным представлениям в значительной мере сохраняется тетраэдрическая структура водородных связей, считались единственными системами, для которых характерны правила льда. Однако в 1997 году была обнаружена еще одна конкретная физическая система, описываемая правилами льда [1]. Этой системой оказалось магнитное соединение $Ho_2Ti_2O_7$. Авторы работы объяснили определённую конфигурацию спинов правилами льда, характерными для обыкновенного льда, и по этой причине назвали свою модель спиновым льдом.

В 2006 году была опубликована работа [2], в которой сообщалось о создании и исследовании искусственной магнитной системы, поведение которой описывалось правилами льда. Эта система состояла из островков пермаллоя, образующих на поверхности кремния квадратную решетку, и была названа авторами искусственным спиновым льдом. Вскоре были получены искусственные спиновые льды и другой структуры, и с другими физическими характеристиками.

В чём же заключается аналогия применения правил льда к спиновым системам? В спиновом льду формально распределение магнитных моментов магнитных ионов аналогично распределению протонов в обыкновенном льду, если протон на связи изображать стрелкой вдоль связи, указывающей на протон. При этом второе правило льда выполнено всегда, так как связь может находиться только в двух состояниях, соответствующих водородной связи с одним протоном. В то же время, первое правило льда аналогично условию: два спина из четырех, направлены к центру тетраэдра, а два других из центра.

Вернёмся ненадолго к водяному льду. В гексагональной модификации льда, которая реализуется в природных условиях Земли, ионы кислорода образуют упорядоченную гексагональную решетку. Распределение протонов по позициям характеризуется правилами льда. Фрагмент атомной решетки льда изображен на рис. 1. Кислородные ионы показаны светлыми кружками, протоны показаны тёмными кружками. Это основное состояние является замороженным. Однако, динамика становится возможной при конечных температурах, благодаря существованию нарушений правил льда, называемых также дефектами.

Наименьшими энергиями возбуждения обладают нарушения первого правила льда или ионные дефекты (кислородные ионы с тремя или одним протоном H_3O^+, OH^- – дефекты показаны большими кружками (красный и синий кружки, соответственно), энергия 1.40 эВ на пару дефектов, рис. 2) и нарушения второго правила льда или дефекты связей (водородные связи с двумя или нулем протонов D, L – дефекты показаны большими овалами (розовый овал слева соответствует D – дефекту, а голубой овал справа соответствует L – дефекту), энергия возбуждения 0.68 эВ на пару дефектов, рис. 3).

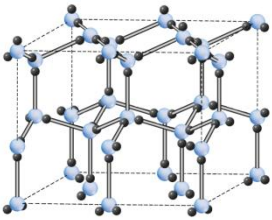


Рис. 1

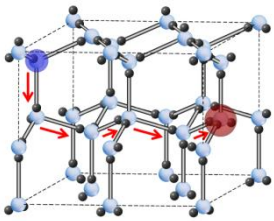


Рис. 2

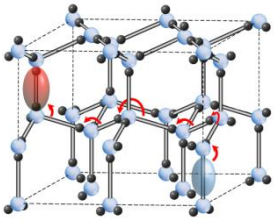


Рис. 3

Эти нарушения правил льда позволяют описать все состояния с низкой энергией возбуждения, и фактически являются классическими квазичастицами, на языке которых можно описать отклик протонной системы на различные приложенные возмущения.

Опять возвращаясь к спиновому льду, можно сказать, что новый импульс для развития системы с правилами льда получили в результате предсказания и обнаружения в спиновом льду магнитных аналогов ионных дефектов обыкновенного льда, которые удивительным образом напоминают магнитные монополи Дирака.

Рассмотрим свойства спинового льда на примере $Ho_2Ti_2O_7$, в котором ячейки кристаллической решётки имеют форму тетраэдров (рис. 4). В невозбужденном состоянии полный спин, а значит и магнитный момент каждой ячейки равен нулю. Энергетический минимум системе обеспечивает такая конфигурация, при которой у двух ионов спины направлены в центр тетраэдра, а у двух — в направлении от центра («два внутрь, два наружу»), (рис. 4).

При небольшом повышении температуры один из магнитных моментов переворачивается, и у двух соседних ячеек появляются магнитные заряды противоположного знака (рис. 5). При дальнейшем повышении температуры «переворачивается» магнитный момент, соответствующий следующей паре соседних ячеек и так далее. Это эквивалентно перемещению уединенного магнитного заряда по кристаллу с образованием “спинового спагетти” (рис. 6).

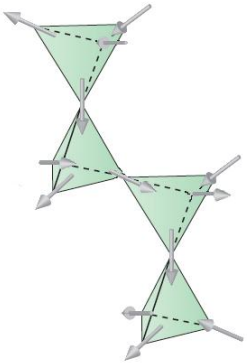


Рис. 4

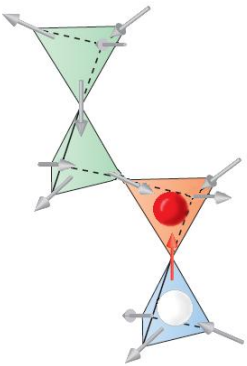


Рис. 5

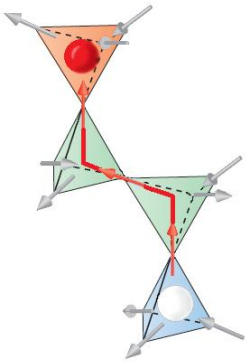


Рис. 6

Немного истории

Научная конференция по радиофизике этого года посвящена 120-летию со дня рождения Марии Тихоновны Греховой. Она была первым деканом радиофизического факультета. В те годы были заложены основы особой уникальной системы образования на факультете. В основу был положен принцип: студенты должны получать науку из первых рук.

На факультете в разное время работали три Нобелевских лауреата – Виталий Лазаревич Гинзбург (премия 2003 года), Алексей Алексеевич Абрикосов (премия 2003 года) и Жерар Муру (G. Mourou, премия 2018 года).

Впервые статью о магнитных монополях в перхлоратных окислах редкоземельных металлов [3] в 2005 году опубликовал ученик Алексея Алексеевича Абрикосова – выпускник радиофизического факультета 1973 года Иван Александрович Рыжкин (сейчас работает в институте физики твёрдого тела РАН в Черноголовке).

В 2008 году появилась статья в журнале “Nature” [4], которая в значительной мере повторяет статью И.А. Рыжкина, но не содержит на неё никаких ссылок!

За это открытие в 2012 году коллектив авторов статьи в “Nature” был награждён премией “Еврофизика”.

Как бы то ни было, возникает вопрос: как зарегистрировать описанные магнитные монополи?

Экспериментально присутствие магнитных монополей регистрируют по косвенным признакам.

Перечислим некоторые косвенные методы:

магнитный аналог Wien эффекта в теории электролитов, то есть увеличение магнитной проводимости с увеличением магнитного поля;

по вкладу монополей в теплоемкость;

изменение картины рассеяния медленных нейтронов;

частотная дисперсия в модели магнитных монополей;

плавление основного состояния спинового льда.

В 2017 году была опубликована статья [5], в которой предложен новый, наиболее прямой из всех существующих, метод обнаружения магнитных монополей в спиновом льду. Двое авторов этой статьи – А.В. Клюев и А.В. Якимов являются сотрудниками радиофизического факультета.

В этой статье было показано, что флуктуации концентрации магнитных монополей, обусловленные процессами генерации и рекомбинации, проявляются во флуктуациях магнитного момента образца. Предложен метод определения спектра флуктуаций числа пар магнитных монополей путём измерения флуктуаций магнитного момента спинового льда.

В 2019 году предложенный метод использован коллективом авторов из Корнелльского, Оксфордского, Стэнфордского университетов, института Техниона и ряда других, экспериментально подтвердивших его состоятельность и предсказанный спектр генерационно-рекомбинационного шума магнитных монополей и опубликовавших свои результаты в статье в “Nature” [6].

Кроме того, т.к. шум магнитных монополей лежит в частотном диапазоне ниже 20 кГц, при усилении с помощью SQUID он фактически слышен людям. Таким образом, состоялся акустический дебют магнитных монополей.

Дополнительно в эксперименте было обнаружено, что параметр формы спектра $\gamma < 2$. Такое поведение спектра можно объяснить комбинацией спектров с определённым распределением постоянных времени [7]. Следует отметить, что подобный анализ спектров применялся для определения энергии активации ионов кислорода в мемристивных структурах [8], [9].

Магнитные монополи могут наблюдаться и в искусственном спиновом льду.

Дальнейшее развитие

Существование квазимонополей в спиновом льду привело к появлению термина “Магнетричество”.

Магнетричество (англ. magnetricity) — ток магнитных монополей. Магнитные монополи поляризуют решетку, запирая возможные пути передвижения. Таким образом, в спиновом льду невозможен постоянный ток магнитных монополей!

До сих пор нарушения правил льда рассматривались фактически как невзаимодействующие классические квазичастицы, что справедливо для достаточно низких концентраций квазичастиц и, следовательно, для больших средних расстояний между ними. К каким эффектам приведет учет этого взаимодействия?

Рост числа магнитных монополей с возрастанием температуры происходит не непрерывно, а с разрывом при некоторой температуре. Этот фазовый переход первого рода проявляется в резком, на несколько порядков, росте концентраций магнитных монополей [10].

Обсудим кратко перспективы исследований в этой области.

В большинстве работ системы с правилами льда рассматриваются классически, исследования квантовых эффектов в таких системах только начинаются и могут привести к необычным и важным результатам.

Изучение систем с правилами льда имеет большое значение и в прикладном отношении — возможность создания принципиально новых устройств для хранения и обработки информации на основе искусственного спинового льда.

Ну и, наконец, появилось новое научное направление, которое можно назвать “статистическая физика магнитных монополей”.

Класс систем с правилами льда, спиновый лёд и магнитные монополи в нём, стали интенсивно исследоваться в последнее время. Дальнейшие исследования могут привести к интересным результатам, имеющим как фундаментальное, так и прикладное значение.

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2).

[1] Harris M.J., Bramwell S.T., McMorrow D.F., Zeiske T., Godfrey K.W. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 79, № 13. P. 2554.
[2] Wang R.F., Nisoli C., Freitas R.S., Li J., McConville W., Cooley B.J., Lund M.S., Samarth N., Leighton C., Crespi V.H., Schiffer P. // Nature. 2006. Vol. 439, №. 1. P. 303.
[3] Рыжкин И.А. // ЖЭТФ. 2005. Т.128, Вып. 3. С. 559.
[4] Castelnovo C., Moessner R., Sondhi S. L. // Nature. 2008. Vol. 451, № 1. P. 42.
[5] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V. // Fluct. Noise Lett. 2017. Vol. 16, № 4. Article ID 1750035, 8 pages.
[6] Dusad R., Kirschner F. K. K., Hoke J. C., Roberts B., Eyal A., Flicker F., Luke G. M., Blundell S. J., Davis J. C. S. // Nature. 2019. Vol. 571, №. 7764. P. 234.
[7] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V., Spagnolo B. // J. Stat. Mech.: Theory Exp. 2019. P. 094005.
[8] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., and Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 253506.
[9] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Klyuev A.V., Shtraub N.I., Kochergin V.S. and Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 148. P. 111014.
[10] Рыжкин И.А., Клюев А.В., Рыжкин М.И., Цыбулин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2012. Т. 95, Вып. 6. С. 330.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА СИГНАЛОВ В МНОГОМОДОВЫХ КАНАЛАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ: ЭФФЕКТЫ АПРИОРНОЙ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ СРЕДЫ

А.И. Малеханов[1, 2], И.П. Смирнов[1)]

[1)] ИПФ РАН

[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одной из областей, где постановки задач пространственной обработки сигналов в волноводах природного происхождения особо актуальны и востребованы, является акустика океана. Как хорошо известно, верхний слой глубокого океана или каналы мелкого моря представляют собой природные волноводы для низкочастотных (НЧ) звуковых сигналов (в диапазоне от десятков герц до единиц килогерц). Кроме того, для подводной акустики характерным является широкое использование приемных антенных решеток (АР) значительного волнового размера, которые являются необходимым «инструментом» пространственной обработки. Для описания и расчетов НЧ полей в океанических волноводах эффективно используется модовый подход, согласно которому звуковые поля на достаточно больших расстояниях (свыше нескольких километров) от их источников представляют собой суперпозицию мод дискретного спектра. Таким образом, с общей радиофизической точки зрения, задачи обработки акустических сигналов в волноводах реального океана могут трактоваться более широко – как задачи обработки многомодовых сигналов дискретного пространственного спектра. Важно, что дискретное расширение пространственного спектра принимаемых сигналов формируется самим каналом распространения. Следовательно, поля источников полезного сигнала и помех представляют собой набор одних и тех же мод (собственных гармоник среды), но с разными амплитудами, фазовыми набегами, взаимными корреляциями. Эти различия могут и должны быть использованы при обработке сигналов в целях повышения ее эффективности и оптимизации [1].

Известно, однако, и вполне очевидно из общих соображений, что основное «узкое место» методов пространственной обработки сигналов, претендующих на высокую эффективность в условиях реальных природных волноводов, заключается в проблеме «рассогласования», а именно, в отличии расчетных и весьма сложных многопараметрических моделей таких каналов от реальной среды [2]. В области подводной акустики такая проблема стоит особенно остро, поскольку параметры морских волноводов не известны точно и, более того, могут быть нестационарными и пространственно-неоднородными. Следовательно, обработка сигналов (при любом ее конкретном методе) заведомо осуществляется в условиях априорной неопределенности относительно параметров канала распространения. Это дополнительно усложняет задачу обработки в целом и стимулирует исследования эффектов, характерных для таких условий приема сигналов на фоне помех [3].

Постановка задачи

В целях реалистичного моделирования эффектов априорной неопределенности мы задаем набор параметров модели волновода, необходимый для расчета полей

принимаемых сигнала и помехи от удаленных источников, положение приемной АР в волноводе, методы обработки. Исходя из соображений практической значимости, выбран типичный для мелких северных морей профиль скорости звука (в летний период), и приемная АР вертикальной ориентации. Расчет реплик принимаемых сигналов при заданных положениях источников выполнен в рамках модового формализма, без учета мод сплошного спектра и статистических эффектов дальнего распространения звука. Итак, заданы: (1) натурные данные гидрологии в одном из районов Баренцева моря, глубина канала 160 м (рис. 1а); (2) параметры дна в виде жидкого полупространства (плотность 1,8 г/см^3, скорость звука 1750 м/с, декремент затухания 0,07 дБ/км·Гц); (3) АР, состоящая из N = 13 ненаправленных приемников, расположенных через 8,5 м в интервале глубин от 44,5 до 146,5 м (рис. 1а); (4) параметры источников сигнала и помехи: частота 240 Гц, расстояния от АР выборочно менялись в интервале от 10 до 30 км, глубины источников – от 10 до 100 м; (5) пространственно-белый аддитивный шум единичной мощности (мощности обоих источников нормированы на мощность шума); (6) методы пространственной обработки сигналов, которые осуществляют весовое суммирование принимаемых сигналов в каналах АР при различном выборе весового вектора; (7) априори неизвестные (произвольные) отклонения параметров канала от указанных значений в заданных пределах: отклонения профиля скорости звука – в пределах от 0 до 3 м/с на каждом горизонте измерения (рис. 1б); отклонения скорости звука в дне – до 15%, плотности дна – до 50%.

Эффективность обработки мы определяем стандартным для подобных задач образом, используя для этого коэффициент усиления (выигрыш) АР по величине отношения сигнал/(шум + помеха) (ОСШП). Его величина в явном виде характеризует эффективность АР как пространственного фильтра (слабого) полезного сигнала на фоне (интенсивных) помех и шумов. По сути, такой же универсальный подход к сравнительному анализу методов пространственной обработки многомодовых сигналов в подводных каналах был неоднократно использован ранее [4-7]. В данной работе мы сравниваем два хорошо известных метода [8]:

1) $\mathbf{w} = \mathbf{s}^*$ – метод согласованной обработки (в точном значении этого термина);
2) $\mathbf{w} = (\mathbf{R}_\mathrm{N} + \mathbf{E})^{-1}\mathbf{s}^*$ – метод оптимальной обработки (по критерию максимума ОСШП).

Здесь $\mathbf{s}$ – вектор сигнала на входе АР; $\mathbf{R}_\mathrm{N}$ – корреляционная матрица помехи; $\mathbf{E}$ – единичная матрица белого шума; индекс "*" – знак комплексного сопряжения. Выигрыш АР (G) и нормированный на число элементов выигрыш ($g = G/N$) в явном виде показывают эффективность метода обработки в сравнении с «опорным» случаем точно согласованной обработки детерминированного сигнала на фоне белого шума. Отметим, что в ситуации приема многомодового сигнала на фоне интенсивной модовой помехи, величина g может быть как существенно больше единицы (когда модовые спектры сигнала и помехи разделены по номерам мод), так и порядка и даже много меньше единицы (когда помеха «закрывает» модовый спектр сигнала или когда разрешающая способность АР не достаточна для селекции этих групп мод) [6,7].

Итак, в рамках модового подхода мы вычисляем ансамбль (до 300) реализаций сигналов на входе АР для заданных координат источников и формируем ансамбль величин G и g для каждого метода обработки, усреднение по которому дает нам «ре-

альную» величину достигаемого выигрыша АР в условиях случайного рассогласования модели канала с реальной средой по указанным физическим параметрам.

Результаты и обсуждение. Выводы

Здесь мы ограничимся только некоторыми иллюстрациями, демонстрирующими интересные нам эффекты в отношении влияния априори неизвестных отклонений профиля скорости звука и плотности дна от точных их значений при условии, что случайно варьируется только один из параметров канала. Наибольшее внимание мы уделяем моделированию практически важной ситуации, когда мощный подповерхностный источник помехи (надводное судно) «маскирует» своим излучением слабый полезный сигнал подводного объекта (прием сигнала при малых значениях входного ОСШП). Более подробно результаты моделирования представлены в работе [3].

На рис. 1а иллюстрируется постановка задачи: показан «опорный» профиль скорости звука (сплошная кривая по точкам натурных измерений), положение АР в канале (кружки), глубины источников сигнала (S, 80 м) и помехи (N, 10 м).

На рис. 1б показаны потери эффективности в условиях априорной неопределенности модели по профилю скорости звука для согласованной с сигналом (1) и оптимальной (2) обработки в виде зависимости нормированного выигрыша g от амплитуды вариаций профиля скорости звука (расстояние до источника сигнала 30 км, до источника помехи – 10 км, уровень входного ОСШП –20 дБ). Видно, что согласованная обработка в условиях «хорошего» знания среды значительно (на порядок и более) менее эффективна, чем оптимальная обработка. Это объясняется не только малой величиной входного ОСШП, но и заметным «перекрытием» модовых спектров сигнала и помехи (в данном случае около половины мод сигнального поля «закрыты» модами помехи). Вместе с тем, согласованная обработка заметно более устойчива к рассогласованию и, более того, показывает немонотонную зависимость выигрыша АР. Такая особенность тоже объясняется присутствием мощной помехи – «разумное» рассогласование с репликами сигнала может привести к повышению ОСШП в том случае, если при этом достигается более сильное подавление мощной помехи. При отклонениях профиля скорости на величину ~1 м/с (менее 0,1 %) оба метода показывают уже практически одинаковую эффективность, при этом потери усиления оптимальной обработки значительны и составляют ~10 дБ. Соответственно, уровни допустимых отклонений (например, по уменьшению выигрыша в два раза) столь же сильно различны: ~0.2 м/с для оптимальной и ~2 м/с для согласованной обработки.

На рис. 1в показан качественно другой сценарий рассогласования модели среды – по параметру плотности донных пород. Зависимость построена для случая равных расстояний до источников (15 км) при уровне входного ОСШП –10 дБ. Эффект смещения максимума согласованной обработки здесь оказывается еще более выраженным, при этом он достигается при весьма заметном отклонении оценки параметра от точного значения – на величину ~10 %. Допустимая (в том же смысле) ошибка в оценке плотности для оптимальной обработки составляет ~20 %, т.е. по этому параметру она оказывается заметно более устойчивой (робастной).

Основные выводы по результатам работы заключаются в следующем.

1. Потери эффективности пространственной обработки многомодовых сигналов сильно зависят не только от уровня неопределенности по отдельным физическим

параметрам волновода, но и от того, оценка какого именно параметра, прямо влияющего на условия распространения, является частично-неопределенной.

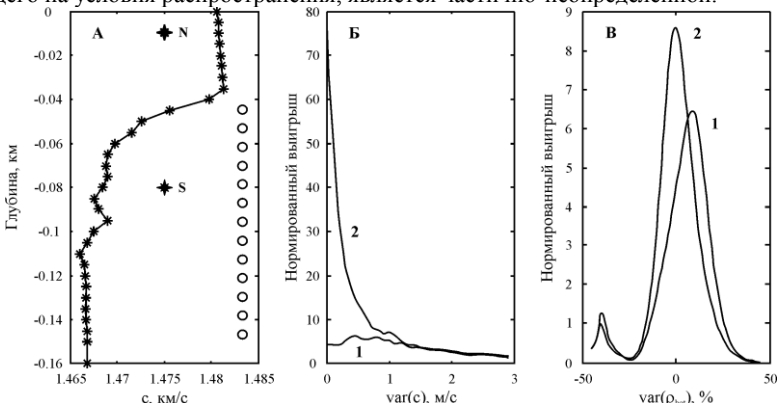


Рис. 1

2. Оптимальная обработка значительно более чувствительна к рассогласованию модели волновода, поскольку потери усиления для нее определяются суммарным негативным эффектом – потерями в накоплении полезного сигнала и потерями в подавлении помехи. Менее очевидно, но характерно, что согласованная обработка может демонстрировать заметное смещение максимума эффективности по величине рассогласования по отдельным параметрам модели в условиях, когда интенсивная модовая помеха частично «закрывает» модовый спектр сигнала.

3. Моделирование методов пространственной обработки многомодовых сигналов в подобных реалистичных постановках задачи позволяет количественно оценить уровень допустимых отклонений оценки параметров от реальных значений и тем самым обосновать требования к средствам оперативного контроля параметров среды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 20-19-00383).

[1] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891.
[2] Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. // Акуст. журн. 2015. Т. 61, № 2. С. 233.
[3] Малеханов А.И., Смирнов И.П. // Акуст. журн. 2022. Т. 68, № 4 (в печати).
[4] Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А. // Акуст. журн. 2017. Т. 63, № 5. С. 501.
[5] Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А. // Акуст. журн. 2021. Т. 67, № 6. С. 617.
[6] Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24, № 2. P. 161.
[7] Smirnov A.V., Malekhanov A.I., Labutina M.S. // POMA. 2021. Vol. 44. P. 055005.
[8] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. / Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1986, 448 с.

ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА РАМОЧНОЙ АНТЕННОЙ С ФАЗИРОВАННЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы повышенный интерес вызывают источники, способные возбуждать в магнитоактивной плазме волны с геликоидальным фазовым фронтом в свистовом диапазоне частот [1-3]. Как известно, такие волны обладают ненулевой проекцией орбитального углового момента на направление распространения, что может быть использовано для развития технологий пространственной модуляции сигналов. В большинстве экспериментов по возбуждению соответствующих волн в плазме исследуются излучатели, состоящие из нескольких антенн с фазированными токами, включая фазированные антенные решетки [1, 2]. В настоящей работе обсуждается возможность излучения волн свистового диапазона с геликоидальным фазовым фронтом одиночной рамочной антенной с многопортовым фазированным возбуждением, расположенной в однородной холодной магнитоактивной плазме.

Рассмотрим антенну в виде идеально проводящей, бесконечно тонкой, узкой ленты, свернутой в кольцо, ось которой направлена вдоль внешнего постоянного магнитного поля $\mathbf{B}_0$, параллельного оси z цилиндрической системы координат (ρ,ϕ,z). Лента, образующая антенну, имеет полуширину d и радиус a. Приложенные к зазорам антенны сторонние ЭДС создают на ее поверхности ток с плотностью $\mathbf{J}(\mathbf{r})$, которую можно разложить в ряд Фурье с неизвестными азимутальными гармониками, отвечающими индексам m (m=0, ±1, ±2, …):

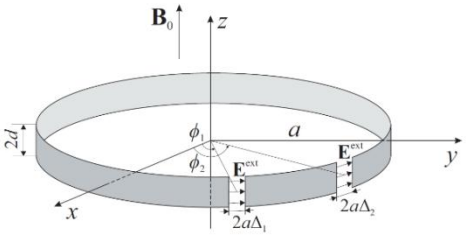


Рис. 1

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\phi}_0 I(\phi, z)\delta(\rho - a) = \boldsymbol{\phi}_0 \delta(\rho - a) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{I}_m(z) \exp(-im\phi), \qquad (1)$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, $\boldsymbol{\phi}_0$ – единичный азимутальный вектор, $I(\phi, z)$ – плотность поверхностного тока, $\mathcal{I}_m(z)$ – азимутальные гармоники тока, $\delta(\rho)$ – дельта-функция Дирака. Возбуждающие антенну сторонние ЭДС с комплексными амплитудами $V_k=|V_k|\exp(i\psi_k)$, где k=1, 2, …, K (K – число зазоров антенны, к которым приложены ЭДС), создают электрическое поле, имеющее при $|z|<d$ представление в виде ряда Фурье

$$E_\phi^{\text{ext}} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \exp(-im\phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{K} \frac{V_k}{2\pi a} \frac{\sin(m\Delta_k)}{m\Delta_k} \exp[im(\phi_k - \phi)]. \qquad (2)$$

Здесь Δ_k – угловая полуширина k-го зазора, ϕ_k – азимутальная координата его центра. Геометрия задачи для случая K=2 показана на рис. 1.

Плазменная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}$ со следующими отличными от нуля компонентами [3]: $\varepsilon_{\rho\rho} = \varepsilon_{\phi\phi} = \varepsilon_0\varepsilon$, $\varepsilon_{\rho\phi} = -\varepsilon_{\phi\rho} = -i\varepsilon_0 g$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0\eta$ (ε_0 – электрическая постоянная).

Тангенциальные (относительно поверхности ленты) компоненты электрического поля, возбуждаемого антенной, имеют вид [3]

$$\begin{bmatrix} E_\phi(\mathbf{r}) \\ E_z(\mathbf{r}) \end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-}^{+} \sum_{\alpha} \int_0^{\infty} a_{m,s,\alpha}(z,q) \begin{bmatrix} E_{\phi;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q) \\ E_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q) \end{bmatrix} dq. \tag{3}$$

Здесь

$$\begin{bmatrix} E_{\phi;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q) \\ E_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i^{m+1}\left[J_{m+1}(k_0 q\rho) + u_\alpha m \frac{J_m(k_0 q\rho)}{k_0 q\rho}\right] \\ i^{m+1}\eta^{-1} n_{s,\alpha}(q) q J_m(k_0 q\rho) \end{bmatrix} exp\left[-im\phi - ik_0 p_{s,\alpha}(q) z\right], \tag{4}$$

где q – поперечное волновое число, нормированное на волновое число k_0 в свободном пространстве, s – индекс, обозначающий направление распространения волн (s=+ и s=- отвечают волнам, переносящим энергию в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно), α – индекс, отмечающий обыкновенную (α=o) и необыкновенную (α=e) нормальные волны магнитоактивной плазмы, J_m – функция Бесселя порядка m, величины $n_{s,\alpha}(q), u_\alpha$ и функция $p_{s,\alpha}(q)$, описывающая зависимость нормированного (на k_0) продольного волнового числа p от поперечного волнового числа q для обыкновенной или необыкновенной волны магнитоактивной плазмы, даются выражениями

$$\begin{gathered} n_{s,\alpha}(q) = -\varepsilon\left[q^2 + p_\alpha^2(q) + g^2/\varepsilon - \varepsilon\right]\left[g p_{s,\alpha}(q)\right]^{-1}, \\ u_\alpha = g^{-1}(q^2 + p_\alpha^2 - \varepsilon) - 1, \\ p_\alpha(q) = \left\{\varepsilon - \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\varepsilon}{\eta}\right) q^2 + \chi_\alpha \left[\frac{1}{4}\left(1 - \frac{\varepsilon}{\eta}\right)^2 q^4 - \frac{g^2}{\eta} q^2 + g^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}. \end{gathered} \tag{5}$$

Предполагается, что $p_{+,\alpha}(q) \equiv -p_{-,\alpha}(q)$, $\mathrm{Im}[p_\alpha(q)] < 0$, $\chi_o = -\chi_e = -\mathrm{sgn}(1 - \varepsilon/\eta)$.

Коэффициенты возбуждения $a_{m,s,\alpha}(z, q)$ в (3) определяются следующим интегралом по областям источника $V_\mp$, расположенным соответственно слева и справа от поперечного сечения z:

$$a_{m,\pm,\alpha}(z,q) = \frac{1}{N_{m,\alpha}(q)} \int_{V_\mp} \mathbf{J}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}^{(T)}_{-m,\mp,\alpha}(\mathbf{r},q) d\mathbf{r}. \tag{6}$$

Здесь символ (T) отмечает поле, взятое в «транспонированной» среде, описываемой тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{T}}$, нормировочная величина $N_{m,\alpha}(q)$ имеет вид [3]

$$N_{m,\alpha}(q) = 4\pi(-1)^{m+1}\left[1 + \eta^{-1} n_{s,\alpha}^2(q)\right] / \left[Z_0 k_0^2 p'_\alpha(q)\right], \tag{7}$$

где штрих обозначает производную по аргументу.

Используя записанное выше представление возбуждаемого поля, отвечающего неизвестному току, и удовлетворяя граничным условиям для тангенциальных компо-

нент электрического поля на поверхности антенны ($E_\phi = -E_\phi^{\text{ext}}, E_z = 0$), можно получить интегральные уравнения для азимутальных гармоник тока. В случае ленты с достаточно малой шириной (подобности см. в [4]) интегральное уравнение, вытекающее из граничного условия для азимутальной компоненты электрического поля, имеет ядро, состоящее из сингулярного слагаемого с логарифмической особенностью и регулярного слагаемого $K_m^{(r)}$, которое берется при нулевом значении ширины ленты d. Второе интегральное уравнение, вытекающее из граничного условия для продольной компоненты электрического поля, имеет ядро с сингулярностью типа Коши и регулярной частью, обращающейся в нуль при d=0. В результате, получаем следующие интегральные уравнения для азимутальных гармоник тока антенны:

$$\int_{-d}^{d} \mathcal{J}_m(z') \ln \frac{|z-z'|}{2a} dz' = -i\frac{2\pi\delta_m}{Z_0 k_0} A_m - S_m \int_{-d}^{d} \mathcal{J}_m(z') dz',$$
$$\int_{-d}^{d} m \frac{\mathcal{J}_m(z')}{z-z'} dz' = 0, \tag{8}$$

где Z_0 – волновой импеданс свободного пространства, $S_m = i2\pi\delta_m K_m^{(r)}/(Z_0 k_0)$, а величина δ_m в случае резонансной магнитоактивной плазмы [3], рассматриваемом далее, дается формулой

$$\delta_m = -\frac{i(k_0 a)^2 |\varepsilon\eta|^{1/2}}{m^2 + i(k_0 a)^2 |\varepsilon\eta|^{1/2}}. \tag{9}$$

Решение уравнений (8) после подстановки в (1) и последующего интегрирования по ширине ленты дает полный ток антенны

$$I_\Sigma(\phi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{K} V_k \frac{i}{Z_0 k_0 a} \frac{\sin(m\Delta_k)}{m\Delta_k} \frac{\delta_m \exp[-im(\phi - \phi_k)]}{\ln(4a/d) - S_m}. \tag{10}$$

Для исследования возможности селективного возбуждения заданных азимутальных гармоник поля удобно проанализировать полную мощность излучения. В случае, когда все сторонние ЭДС имеют одинаковые амплитуды $|V_k| = |V_0|$ и одинаковые разности фаз между соседними зазорами $\Delta\psi$, а сами зазоры расположены эквидистантно (с разностью угловых координат соседних зазоров $\Delta\phi$) и характеризуются одинаковой угловой шириной Δ, можно получить следующее выражение для полной излучаемой мощности антенны в бесстолкновительной резонансной магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот (ε>0, η<0):

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{\pi}{2Z_0} \int_0^{\infty} \frac{(-\eta)}{n_{+,\text{e}}^2 + \eta} \left[J_{m+1}(k_0 qa) + u_\text{e} m \frac{J_m(k_0 qa)}{k_0 qa} \right]^2 \times$$
$$\times J_0^2(k_0 p_\text{e} d) \left| \frac{d_m \delta_m}{\ln(4a/d) - S_m} \right|^2 \frac{dp_\text{e}}{dq} dq, \tag{11}$$

где

$$|d_m|^2 = |V_0|^2 \frac{\sin^2[K(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]}{\sin^2[(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]} \frac{\sin^2(m\Delta)}{(m\Delta)^2}. \tag{12}$$

Величины P_m в (11) имеют смысл парциальных мощностей излучения, идущих в соответствующие азимутальные гармоники возбуждаемого поля. Из формулы (11) видно, что, подбирая конфигурацию антенны и фазы сторонних ЭДС, можно добиться селективного возбуждения гармоники с заданным значением азимутального индекса.

Численные расчеты были выполнены для следующих значений параметров, отвечающих условиям ионосферы Земли: плотность плазмы $N = 10^6$ см$^{-3}$, внешнее магнитное поле $B_0 = 0{,}5$ Гс. Угловая частота сторонних ЭДС составляла $\omega = 1{,}9\cdot10^5$ с$^{-1}$, предполагалось, что $a = 5$ м, $d = 1$ см, $\Delta = 0{,}01$ рад. Заметим, что при выбранных значениях параметров выполняются условия $\omega_{LH}<<\omega<\omega_H/2$, где ω_{LH} – нижняя гибридная частота, ω_H – гирочастота электронов. В указанном частотном интервале распространяющейся является только необыкновенная (свистовая) волна.

Результаты расчета величин P_m в случае антенны, имеющей K=4 зазора и разность фаз $\Delta\psi=\pi/2$ или $\Delta\psi=-\pi/2$, показаны синими и красными столбиками соответственно на рис. 2а, из которого видно достаточно эффективное возбуждение гармоник с m=–1 или m=1. Увеличение значения азимутального индекса селективно возбуждаемых гармоник может быть достигнуто за счет возрастания числа зазоров антенны. Так, для антенны с K=6 при $\Delta\psi=2\pi/3$ или $\Delta\psi=-2\pi/3$ (синие и красные столбики соответственно на рис. 2б) основной вклад в мощность излучения вносят гармоники с индексами m=–2 или m=2.

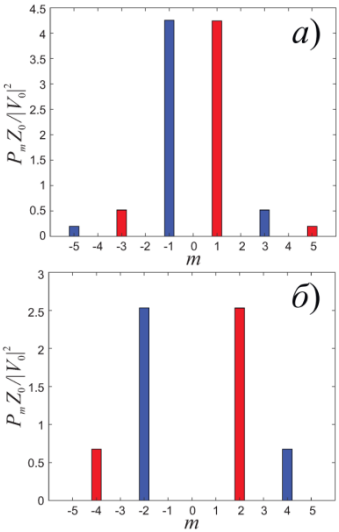


Рис. 2

Таким образом, в данной работе показано, что использование фазированных ЭДС, приложенных в разных местах антенного провода, позволяет обеспечить селективное возбуждение отдельных гармоник поля рассмотренной антенной в свистовом диапазоне частот применительно к условиям ионосферной плазмы.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания 0729-2020-0037.

[1] Stenzel R.L., Urrutia J.M. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, № 20. P. 205005.
[2] Urrutia J.M., Stenzel R.L. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, № 9. P. 092111.
[3] Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Zaitseva A.S., Bazhilova E.V. // Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27, № 9. P. 092101.
[4] Kudrin A.V., Petrov E.Yu., Zaboronkova T.M. // J. Electromagn. Waves Appl. 2001. Vol. 15, № 3. P. 345.

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СРЕДНЕГО ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ГАЗАХ

Н.В. Введенский[1, 2], А.А. Романов[1, 2], А.А. Силаев[1, 2]

[1] Институт прикладной физики РАН
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Импульсы среднего инфракрасного (ИК) излучения (с длинами волн 3–30 мкм) обладают большим потенциалом для использования в различных областях науки и техники. В среднем ИК диапазоне находится множество колебательных, вращательных и электронных резонансов молекул и твердых тел, благодаря чему спектроскопия в этом диапазоне используется для структурного анализа различных сред [1, 2]. Активно разрабатываются основанные на спектроскопии в среднем ИК-диапазоне методы исследования биоматериалов, дистанционного обнаружения взрывчатых веществ, контроля лекарств и продуктов питания, мониторинга техногенных выбросов в атмосферу [3, 4]. Кроме этого, с использованием мощных ионизирующих импульсов среднего ИК-излучения возможно эффективное возбуждение высокочастотных поляризационных токов, излучающих в экстремальном ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне [5, 6]. Однако существенной проблемой является отсутствие достаточно простых и точных способов детектирования (измерения волновых форм) импульсов в среднем ИК-диапазоне.

Целью данной работы является исследование нового способа детектирования импульсов среднего ИК-излучения, основанного на генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) пробного лазерного импульса в присутствии измеряемого низкочастотного поля.

Рассмотрим взаимодействие атома водорода с интенсивным линейно поляризованным лазерным импульсом в присутствии электрического поля, постоянного на масштабе действия лазерного импульса. Будем считать, что постоянное электрическое поле и электрическое поле лазерного импульса направлены вдоль оси z:

$$\mathbf{E}(t) = \hat{\mathbf{z}}E(t) = \hat{\mathbf{z}}[E_L(t) + E_S], \quad (1)$$

$$E_L(t) = A_0\cos(\omega_0 t + \phi)\cos^2(\pi\, t/T), \quad t \in [-T/2\,, T/2], \quad (2)$$

где $T = \pi\,\tau_p/\left[2\mathrm{acos}\left(2^{-1/4}\right)\right]$ —полная длительность импульса, A_0 — пиковая амплитуда, ω_0 — центральная угловая частота, τ_p — полная длительность по уровню интенсивности $1/2$, ϕ — фаза несущей. Мы рассчитываем плотность электронного тока, возбуждаемого в образующейся плазме, с помощью решения трехмерного нестационарного уравнения Шрёдингера для волновой функции электрона $\psi(\mathbf{r}, t)$ (используется атомная система единиц, в которой $e = \hbar = m = 1$, где $\hbar$ – приведённая постоянная Планка, e – заряд и m – масса электрона):

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{1}{2}\nabla^2\psi + [V(r) + zE(t)]\psi, \quad (3)$$

где $V(r) = -1/r$ есть кулоновский потенциал. Численное решение уравнения (3) производится с использованием разложения волновой функции по сферическим гармоникам с максимальным орбитальным моментом $l_{\max} = 128$ и с радиальной границей при r=150 [7]. Вблизи радиальной границы мы используем поглощающие слои, которые служат для предотвращения отражения решения от границы [8]. Размер по-

глощающего слоя составляет 50. Спектр ГГВП $S(\omega)$ находится как квадрат Фурье-спектра дипольного ускорения $\mathbf{a}(t) = \hat{\mathbf{z}}a(t)$, определяемого формулой

$$S_\omega = |a(\omega)|^2, \qquad a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a\,(t)e^{i\omega t}dt, \tag{4}$$

где $a(t)$ выражается через ψ с использованием теоремы Эренфеста:

$$a(t) = -E(t) - \langle\psi|\nabla V|\psi\rangle. \tag{5}$$

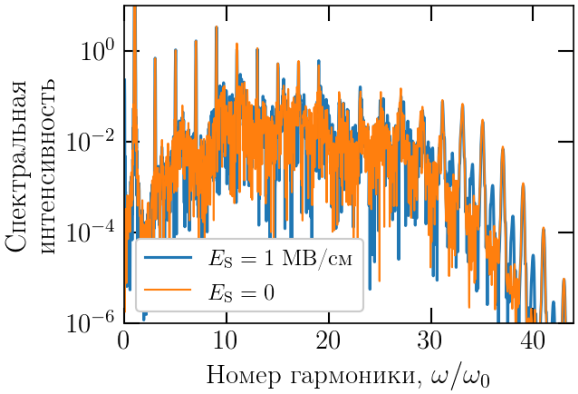


Рис. 1

На рис. 1 представлены спектры ГГВП при взаимодействии атома водорода с лазерным импульсом с интенсивностью $I = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, длиной волны 800 нм, длительностью 60 фс в присутствии внешнего статического поля напряженностью $E_S = 1$ МВ/см (синяя линия) и $E_S = 0$ (оранжевая линия). Видно, что в отсутствии постоянного поля спектр ГГВП содержит нечетные гармоники, образующие «плато», на котором интенсивности гармоник примерно одинаковые. Область «плато» заканчивается приблизительно на 33-й гармонике, выше которой спектральные интенсивности гармоник быстро спадают. При добавлении постоянного поля возникают также чётные гармоники, интенсивность которых квадратична по величине статического поля при малых значениях E_S. Как видно из рис. 2, интенсивности чётных гармоник, находящихся за краем плато, квадратичны по статическому полю в диапазоне E_S приблизительно от -0.8 МВ/см до 0.6 МВ/см. Полученный результат свидетельствует о том, что в достаточно широком диапазоне значений постоянного поля амплитуды спектральных составляющих дипольного ускорения на чётных гармониках линейны по E_S, тогда как вне этого диапазона вклад дают следующие порядки теории возмущений по E_S. Небольшие отклонения от квадратичной зависимости, наблюдаемые в диапазоне от -0.8 МВ/см до 0.6 МВ/см для всех рассмотренных гармоник, связаны с наличием слабой генерации четных гармоник в отсутствии статического поля и определяются длительностью и фазой лазерного импульса. Спектральную интенсивность четных гармоник Y_{2N} можно представить в виде квадраты суммы двух вкладов:

$$Y_{2N} = |a_{2N}(\phi, \tau_p) + b_{2N} E_S|^2, \quad (6)$$

где $a_{2N}(\phi, \tau_p)$ - амплитуда генерации чётных гармоник в отсутствии статического поля, связанная с конечной длительностью огибающей лазерного поля ($a_{2N}(\tau_p \to \infty) \to 0$, $a_{2N}(\phi + \Delta\phi) = a_{2N}(\phi)\exp(i\Delta\phi)$), и $b_{2N} E_S$ - амплитуда вклада в генерацию четных гармоник, связанная с наличием статического поля.

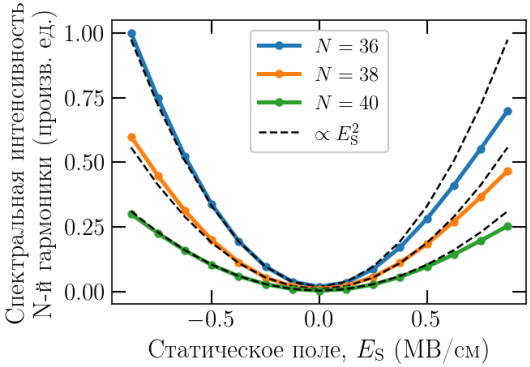


Рис. 2

Линейная зависимость амплитуд чётных гармоник от напряженности постоянного поля открывает возможность измерения низкочастотного (терагерцового или среднего ИК) поля, распространяющегося коллинеарно с лазерным импульсом в газе, с помощью измерения интенсивностей четных гармоник в зависимости от времени задержки лазерного импульса относительно измеряемого поля. Этот метод отличается от существующего метода детектирования, основанного на измерении индуцированной низкочастотным полем второй гармоники лазерного поля в результате кубической нелинейности [9], тем, что длительность сигнала высокой гармоники вблизи отсечки оказывается значительно меньше длительности второй гармоники. В результате может быть достигнуто более высокое разрешение детектирования.

Чтобы продемонстрировать возможность восстановления формы низкочастотного поля, мы рассчитываем ГГВП в двухцветном электрическом поле, которое представляет собой суперпозицию низкочастотного поля $E_{LF}(t)$ и пробного лазерного импульса, определяемого формулой (2), с варьируемой временной задержкой τ_d:

$$E(t) = E_L(t - \tau_d) + E_{LF}(t). \quad (7)$$

Низкочастотное поле имеет амплитуду $A_{LF} = 500$ кВ/см и частоту 15 ТГц. Лазерный импульс имеет пиковую интенсивность $I = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, длину волны 800 нм и длительность 60 фс. Решение нестационарного уравнения Шрёдингера выполнялось на интервале времени $\tau_d - T/2 < t < \tau_d + T/2$, на котором лазерное поле отлично от нуля. Для устранения искажений, связанных с наличием небольшого сигнала на чётных гармониках в отсутствии статического поля, выполнялись расчёты для двух значений фазы $\phi = 0$ и $\phi = \pi$. На рис. 3 представлено восстановленное поле, найденное

как зависимость корня суммы интенсивностей 40-й гармоники для двух значений фазы, $[Y_{40}(\phi = 0) + Y_{40}(\phi = \pi) - 2Y_{40}(\tau_d \to \infty)]^{1/2}$, от времени задержки τ_d (точки, соединенные оранжевой линей). Значение амплитуды нормировано на максимальное значение и умножено на амплитуду низкочастотного поля A_{LF}. Синей линией на рис. 3 отмечена зависимость модуля напряжённости исходного низкочастотного поля от времени $|E_{LF}(t)|$. Как видно из рис. 3, модуль восстановленного поля с высокой точностью воспроизводит модуль исходного низкочастотного поля, что подтверждает перспективность обсуждаемой методики измерения низкочастотных импульсов.

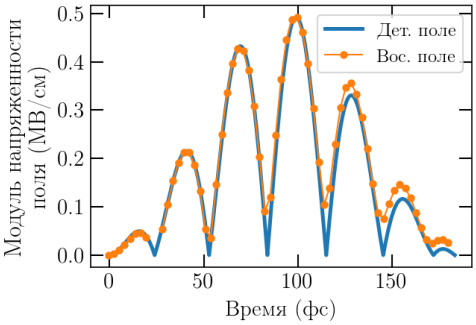


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 20-11-20289).

[1] Brif C., Chakrabarti R., Rabitz H. // New J. Phys. 2010. Vol. 12. P. 075008.
[2] Vainio M., Halonen L. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2016. Vol. 18. P. 4266.
[3] Fernandez D.C., Bhargava R., Hewitt S.M., Levin I.W. // Nat. Biotechnol. 2005. Vol. 23. P. 469.
[4] Noziere B., Kalberer M., Claeys M., Allan J., D'Anna B., Decesari S., Finessi E., Glasius M., Grgic I., Hamilton J.F., Hoffmann T., Iinuma Y., Jaoui M., Kahnt A., Kampf C.J., Kourtchev I., Maenhaut W., Marsden N., Saarikoski S., Schnelle-Kreis J., Surratt J.D., Szidat S., Szmigielski R., Wisthaler A. // Chem. Rev. 2015. Vol. 115. P. 3919.
[5] Frolov M.V., Manakov N.L., Starace A.F. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. P. 173001.
[6] Schmidt B.E., Shiner A.D., Giguère M., Lassonde P., Trallero-Herrero C.A., Kieffer J., Corkum P., Villeneuve D., Légaré F. // J. Phys. B. 2012. Vol. 45. P. 074008.
[7] Romanov A.A., Silaev , Sarantseva T.S., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // New J. Phys. 2021. Vol. 23. P. 043014.
[8] Silaev A.A., Romanov , Vvedenskii N.V. // J. Phys. B. 2018. Vol. 51. P. 065005.
[9] Lu X., Zhang X.-C. // Front. Optoelectron. 2014. Vol. 7. P. 121.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ЗАДАННЫМ СОСРЕДОТОЧЕННЫМ ИСТОЧНИКОМ ПРИ НАЛИЧИИ КОМПАКТНОГО НЕРВНОГО ВОЛОКНА

С.В. Леонов, В.А. Еськин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы значительное внимание уделяется изучению волноводных свойств отдельных миелинизированных аксонов и нервных волокон, образованных такими аксонами [1-3]. Этот интерес объясняется рядом причин, среди которых выделяются исследования особенностей межклеточной коммуникации посредством локализованных волн [2,3] и разработка методов бесконтактной стимуляции проводящих нервных путей электромагнитным излучением [4-5], длина волны которого сопоставима с линейными размерами нервных клеток. Методы возбуждения электроактивных тканей, использующие источники возбуждения, удалённые и изолированные от этой ткани, лишены недостатков, присущих контактной стимуляции, к которым относятся: возбуждение группы близкорасположенных нейронов отдельным электродом и эрозия электродов в присутствии жидкостей организма. Данная работа посвящена решению ключевой проблемы для бесконтактных методов стимуляции, а именно задаче об излучении поля источника при наличии нервного волокна.

Нами исследовалась возможность возбуждения собственных волн в компактном нервном волокне, состоящем из плотно упакованных идентичных аксонов, при помощи заданного ограниченного источника. Аксон, образующий нерв, представляет собой однородную цилиндрическую диэлектрическую структуру бесконечной длины, внутренняя область которой отделена от внешнего пространства, заполненного водой, продольно однородной миелиновой оболочкой [1]. Миелин рассматривался как непрерывная среда с фиксированной диэлектрической проницаемостью, так как длины волн в заданных диапазонах частот значительно превышают характерные размеры входящих в его состав элементов. Проницаемость миелина, находящаяся в сильной зависимости от диэлектрических свойств и размеров составляющих его молекулярных структур, а именно липидов, миелиновых белков и воды, была рассчитана на основе средних характерных значений диэлектрических проницаемостей этих веществ. Для определения диэлектрических свойств воды использовались известные экспериментальные данные измерения показателей преломления и затухания электромагнитных волн в оптическом и инфракрасном диапазонах частот. В качестве модельного нервного волокна, было взята система, состоящая из трёх плотно упакованных аксонов. Ток источника представлял собой волну, распространяющуюся по бесконечно тонкому стержню ограниченной длины, ориентированному параллельно осям аксонов нерва. Для нахождения излучаемого поля плотность тока источника разлагалась в интеграл Фурье по набору бесконечных токов, бегущих со своими постоянными распространения вдоль оси источника. Далее для каждой компоненты разложения тока находилось излучённое ею поле и поле, рассеянное на нервном волокне. Для решения задачи рассеяния были использованы условия непрерывности тангенциальных компонент полей на внутренней и внешней поверхностях миелиновых оболочек.

На рис. 1 показаны распределения продольных компонент электрического и магнитного полей, возбуждаемых источником с постоянной распространения, близкой к

постоянной распространения одной из мод, поддерживаемой нервным волокном. Показаны мгновенные снимки продольной электрической (а) и магнитной (б) компонент поля и их абсолютные значения ((в) и (г) соответственно) в плоскости $y = 0$ при наличии ограниченного источника. Белыми линиями обозначены границы аксонов.

Приведённый рисунок построен при длине волны λ=1,7 мкм, внутреннем радиусе аксона a_1=1,5 мкм и его внешнем радиусе a_2=2,5 мкм. Длина источника L_s полагалась равной десяти длинам волн. На изображениях мгновенных значений поля отчётливо видна периодическая волновая структура поля вдоль оси z, связанная с возбуждением поддерживаемых нервным волокном волн.

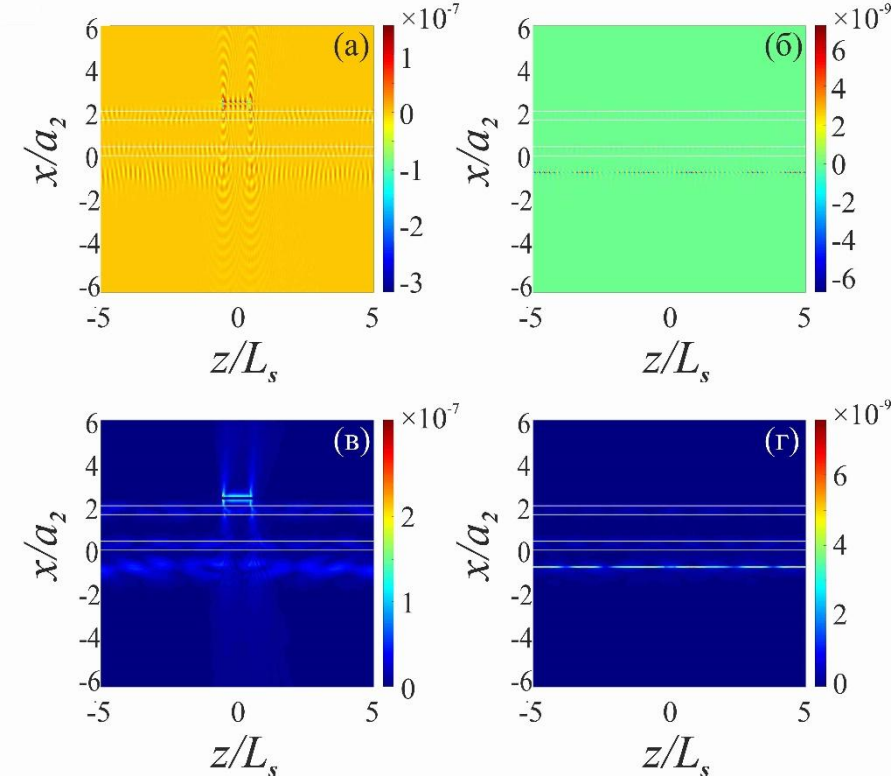


Рис. 1

На рис. 2 представлены структуры полного возбуждаемого поля в поперечной к оси z плоскости вдали от источника. Здесь так же, как и на рис. 1, показаны мгновенные снимки продольной электрической (а) и магнитной (б) компонент поля и их абсо-

лютные значения ((в) и (г) соответственно) в плоскости $z = 3L_s$ при наличии ограниченного источника. Белыми линиями обозначены границы аксонов.

Из этих рисунков видно, что поле источника представлено в основном несимметричной модой, поддерживаемой нервным волокном. Кроме того, как следует из приведённых рисунков, поле сосредоточено преимущественно в миелиновом слое, что объясняется относительно слабым поглощением в миелиновой среде по сравнению с поглощением в водной среде.

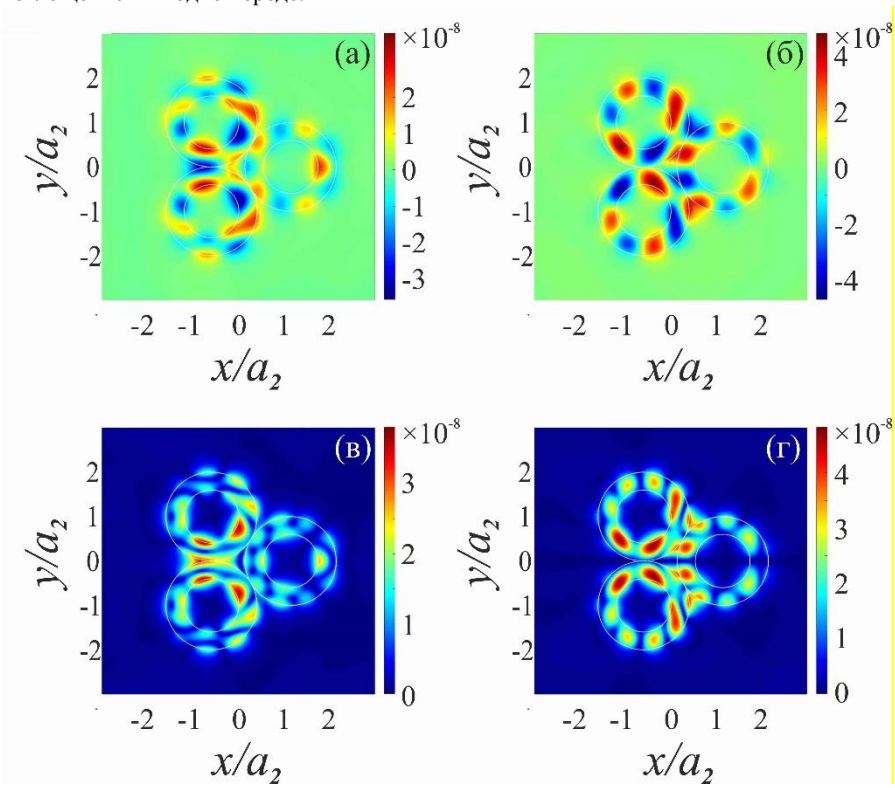


Рис. 2

Итак, в настоящей работе показана возможность возбуждения заданным ограниченным источником собственных электромагнитных волн, поддерживаемых компактным нервным волокном. Определены области максимального поля внутри нервного волокна при излучении источником электромагнитных волн, как направляемых, так и не поддерживаемых волноводной системой нерва. Полученные результаты могут быть полезны при разработке бесконтактных методов стимуляции нервных волокон.

[1] Ostafiychuk O.M., Es'kin V.A., Kudrin A.V., Popova A.A. Electromagnetic waves guided by a myelinated axon in the optical and infrared ranges // PIEPS Proc. 2019. No. 19416726.
[2] Kumar S., Boone K., Tuszynski J., Barclay P., Simon C. Possible existence of optical communication channels in the brain // Sci. Rep. 2016. Vol. 6, No. 36508.
[3] Zangari A., Micheli D., Galeazzi R., Tozzi A. Node of Ranvier as an array of bionanoantennas for infrared communication in nerve tissue // Sci. Rep. 2018. Vol. 8, No. 539.
[4] Peterson E.J., Tyler D.J. Motor neuron activation in peripheral nerves using infrared neural stimulation // JNE. 2014. V0l. 11, No. 1. P. 016001.
[5] Shapiro M.G., Homma K., Villarreal S., Richter C.-P., Bezanilla F. Infrared light excites cells by changing their electrical capacitance // Nat. Commun. 2012. P. 736.

ZEMAX-МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТРОНОВ МОЩНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОПЕРЕЧНОЙ ЛАМПОВОЙ НАКАЧКОЙ

Р. Шахин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

При разработке мощных твердотельных лазеров с ламповой накачкой одним из основных элементов, определяющим эффективность будущей системы, является квантрон. Современные системы моделирования (Zemax) позволяют выполнить оценку эффективности оптических систем и подобрать оптимальные параметры их элементов. Целью настоящей работы стало моделирование квантронов мощных твердотельных лазеров с поперечной ламповой накачкой.

Процесс моделирования состоял из решения следующих задач:

1. Моделирование двух имеющихся в наличии конфигураций двухлампового квантрона с помощью Zemax Part Designer.
2. Построение системы в Zemax с целью сравнении потерь в двух схемах с помощью трассировки 106 лучей.

Построение квантронов в Zemax Part Designer

На первом этапе было выполнено создание 3D моделей квантронов при помощи Zemax Part Designer. Оба квантрона имели полую цилиндрическую форму длиной 140 мм и при этом обладали разными поперечными сечениями. Сечение первого квантрона (рис. 1) представляло собой комбинацию двух эллипсов, с общим фокусом в центре, в котором предполагается поместить активный элемент, имеющий форму стержня. В двух других фокусах должны располагаться лампы накачки. Сечение второго квантрона содержит прямоугольника и две окружности (рис. 2). Кроме того, предполагается, что первый квантрон состоит из стекла, покрытого металлическим отражающим покрытием, а второй квантрон выполнен из диффузно рассеивающих материалов.

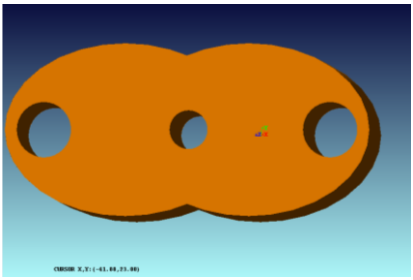


Рис. 1

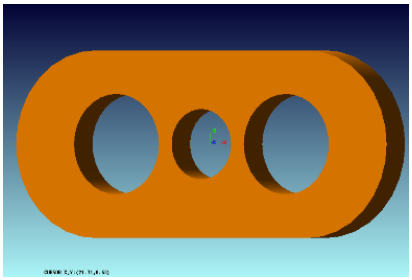


Рис. 2

Соответственно в качестве материала для первого квантрона был выбран зеркальный отражатель с покрытием толщиной 3 мм, а в качестве материала второго квантрона

– матовый полиметилметакрилат, который позволяет диффузионно рассеивать падающее на него излучение.

Далее в схему были добавлены газоразрядные лампы с длиной 140 мм, диаметром 9 мм и мощность 80 Дж (рис. 3а). В качестве активного элемента был выбран кристалл александрита ($BeAl_2O_4:Cr^{3+}$) с длиной 140 мм и диаметром 6,3 мм (рис. 3б). Свойства кристалла были выбраны из базы данных материалов Zemax (рис. 3в).

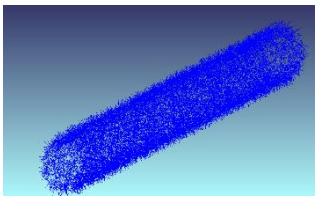


Рис. 3а

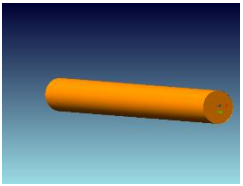


Рис. 3б

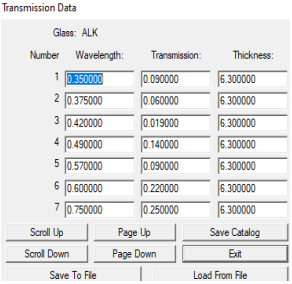


Рис. 3в

Оценка оптических потерь внутри квантронов

Чтобы сравнить эффективность построенных систем, при помощи Zemax был выполнен расчет оптических потерь внутри квантронов, а также определена однородность засветки активного элемента.

Для сравнения потерь внутри квантрона был помещен объект-детектор. В качестве детектора в используемой среде моделирования выступает лазерный стержень, позволяющий получить некогерентные данные об освещенности его поверхности. В результате расчетов после трассировки было определено, что в квантроне с диффузным отражателем потери несколько выше.

Далее, чтобы сравнить однородность поглощения энергии внутри лазерного кристалла, в среде моделирования была создана система стержень-детектор. Для этого в систему был помещен объемный детектор, который имел форму параллелепипеда и хранил данные о падающем потоке, поглощенном потоке или поглощенном потоке на единицу объема. Лазерный стержень располагается внутри детектора с целью определния падающей и поглощенной в стержне энергии. На рис. 4 предоставлены результаты сравнения однородности поглощения энергии внутри лазерного стержня с помощью трассировки 200000 лучей для зеркального (рис. 4а) и диффузионного (рис. 4б) отражателя. Из рисунков можно видеть, что в случае диффузного отражателя распределение поглощенной энергии в центре кристалла является более однородным, что важно для формирования пучка генерации с высоким качеством поперечного распределения.

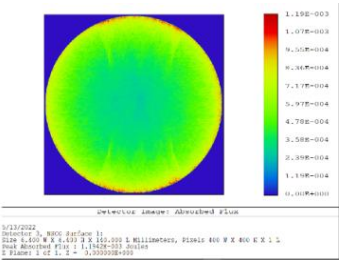


Рис. 4а

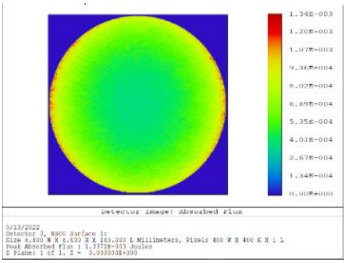


Рис. 4б

Заключение

В результате выполнения работы было осуществлено проектирование двух различных квантронов для мощного твердотельного александритового лазера и определено, что эффективность обоих конфигураций квантрона приблизительно одинаковая, хотя потери в квантроне с диффузным отражателем на 5% выше. Установлено, что для квантрона с диффузным отражателем распределение излучения накачки внутри лазерного стержня является более однородным.

[1] Bohren C.F., Huffman D.R. Absorption and Scattering of Light by Small Particles. – Weinheim: Wiley-VCH, 1998 (2004), 530 p.

[2] Press W.H., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., Flannery B.P., Metcalf M. Numerical Recipes in C. The Art of Scientific Computing. – Cambridge: CUP, 1997, 994 p.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 17 мая 2022 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДВУХМИКРОННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ФТОРИДНЫМИ СТЁКЛАМИ ZBLAN, ЛЕГИРОВАННЫМИ ИОНАМИ Ho^{3+}

В.А. Еголин, С.В. Курашкин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последнее время возникла необходимость визуализации излучения в области 2 мкм. Это связано с использованием лазеров ближнего ИК-диапазона в медицине и экологии. Один из возможных эффективных вариантов визуализатора основан на явлении антистоксовой люминесценции ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) в аморфных или кристаллических матрицах [1]. Ион Ho^{3+}, имеющий полосу поглощения из основного состояния на переходе $^5I_8 \rightarrow {}^5I_7$ в диапазоне 1850-2100 нм, лучше всего подходит для использования в качестве активного центра, восприимчивого к двухмикронному излучению.

Интенсивность антистоксовой люминесценции в значительной степени зависит от выбора матрицы, в которую внедрён ион. Обычно используются соединения с меньшей вероятностью безызлучательной многофононной релаксации. К таким средам относятся фторидные стёкла ZBLAN с энергией фононов $h\nu_{\text{фон}} \approx 575$ см$^{-1}$.

Благодаря трудам Бломбергена [2], Овсянкина, Феофилова [3] и Озеля [4], в настоящее время установлено, что наибольшую вероятность возникновения антистоксовой люминесценции имеют два процесса. Это – последовательное (ступенчатое) поглощение фотонов возбуждающего излучения и обмен энергией между ионами. Преобладание того или другого процесса можно определить из кинетики послесвечения – изменения интенсивности люминесценции ионов РЗЭ после окончания действия импульса возбуждающего излучения.

В данной работе исследовались люминесцентные свойства фторидных стёкол ZBLAN, легированных ионами Ho^{3+}, Ho^{3+}/Yb^{3+}, для проверки возможности их использования в качестве визуализаторов двухмикронного излучения.

Описание эксперимента

Для обнаружения антистоксовой люминесценции исследуемые образцы фторидных стёкол по очереди крепились на держателе. В качестве источника возбуждения использовался тулиевый лазер (кристалл Tm^{3+}:YAP с непрерывной диодной накачкой), генерирующий излучение на длине волны 1,94 мкм.

Во время измерения спектров антистоксовой люминесценции Tm^{3+}:YAP лазер работал в режиме свободной генерации. Средняя мощность излучения была порядка 1,3 Вт. При помощи короткофокусного объектива люминесценция собиралась на входной щели автоматизированного монохроматора M833. За выходной щелью размещался кремниевый фотодиод DET36A. Высокое соотношение сигнал/шум обеспечивали методом синхронного детектирования сигнала. Для этого излучение люминесценции модулировали оптическим прерывателем SR540 с частотой 210 Гц, а сигнал с фотодиода детектировали на той же частоте при помощи синхронного детектора SR830. Далее сигнал поступал на АЦП, а затем на компьютер. Обработка результатов проводилась в программной среде LabVIEW.

При измерении времени затухания антистоксовой люминесценции Tm^{3+}:YAP лазер работал в импульсно-периодическом режиме (длительность импульсов генерации 200 нс, частота следования импульсов 300 Гц). Пиковая мощность излучения была порядка 0,5 Вт. При помощи короткофокусного объектива люминесценция попадала на вход фотоэлектронного умножителя ФЭУ-79 (нагрузка ФЭУ 20 кОм), с которого сигнал поступал на осциллограф TDS2024. Чтобы разделить красную и зелёную люминесценции, использовались светофильтры ОС-14 и СЗС-22.

Результаты и обсуждение

Для образцов стекла состава ZBLAN:1%Ho^{3+}, ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+}, были получены спектры антистоксовой люминесценции. В них наблюдались полосы в диапазонах длин волн 530-555 нм и 630-670 нм (рис. 1). Наибольшую интенсивность имели красные линии на длине волны 650 нм, соответствующие переходам $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ ионов Ho^{3+}. Зелёные линии в области длины волны 540 нм соответствовали переходам $^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$ ионов Ho^{3+}. Важно отметить, что дополнительное легирование ионами Yb^{3+} привело к увеличению интенсивности люминесценции.

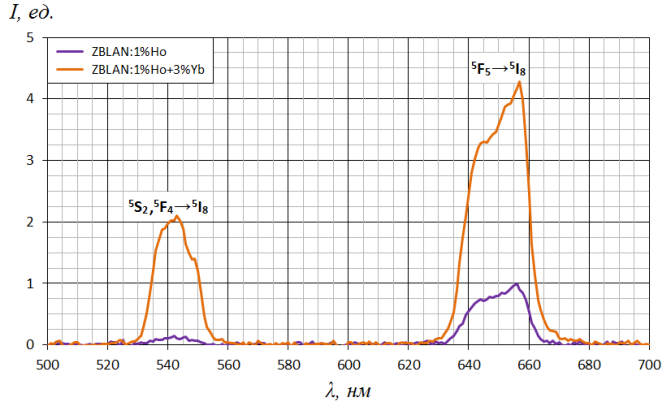


Рис. 1

Возникновение антистоксовой люминесценции образца ZBLAN:1%Ho^{3+} было обусловлено последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения. Первая ступень соответствовала переходу $^5I_8 \rightarrow {}^5I_7$ ионов Ho^{3+} (см. рис. 2), который был резонансным, так как его энергия совпадала с энергией кванта лазерного излучения $E_L \approx 5150$ см$^{-1}$ ($\lambda = 1{,}94$ мкм). Вторая ступень могла соответствовать переходам ионов Ho^{3+} $^5I_7 \rightarrow {}^5I_6$ или $^5I_7 \rightarrow {}^5I_5$, которые являлись нерезонансными, а значит, происходили с участием фононов. Из-за этого третья ступень могла обеспечивать заселение уровней $^5I_4$ или $^5F_5$ путём переходов с уровней $^5I_6$ или $^5I_5$ соответственно. Возбуждение уровней $^5S_2, {}^5F_4$ могло происходить с уровня $^5I_4$. Чрезвычайно слабая зелёная люминесценция указывала на малую населённость состояний $^5S_2, {}^5F_4$ ионов Ho^{3+}.

Добавление 3% ионов Yb^{3+} приводило к значительному увеличению интенсивности люминесценции. Это можно объяснить тем, что в образце состава ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+} уровень $^5F_5$ заселялся главным образом за счёт перехода

$^5I_7 \rightarrow {}^5F_5$ ионов Ho^{3+} с участием ионов Yb^{3+}, находящихся в состоянии $^2F_{5/2}$ (см. рис. 3). Возбуждение ионов Yb^{3+} происходило в результате переноса энергии от ионов Ho^{3+}, находящихся в состоянии $^5I_5$ (переход $^5I_5(Ho^{3+}) \rightarrow {}^2F_{5/2}(Yb^{3+})$). Заселение уровней $^5S_2$, $^5F_4$ в этом случае осуществлялось за счёт обмена энергией между ионами (переход $(^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}) - (^5I_6 \rightarrow {}^5S_2, {}^5F_4)$).

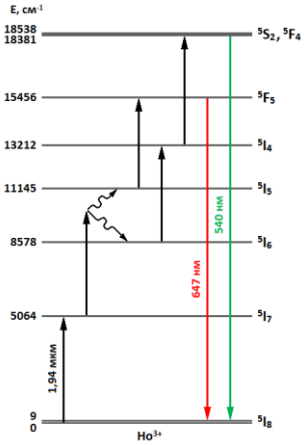


Рис. 2

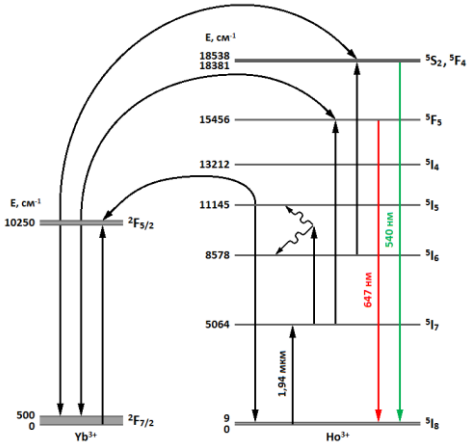


Рис. 3

В результате возрастала интенсивность линии в области длины волны 540 нм по отношению к интенсивности линии на длине волны 650 нм. На эксперименте это проявилось в том, что образец ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+} светился зелёным цветом в отличие от образца ZBLAN:1%Ho^{3+}, который, как и ожидалось из спектров антистоксовой люминесценции, светился красным. Это объясняется тем, что человеческий глаз лучше воспринимает зелёный цвет, нежели красный.

Также во время эксперимента для каждого образца была определена пороговая плотность мощности визуализации излучения Tm^{3+}:YAP лазера: $I_{\text{пор}} \approx 30$ Вт/см^2. Однако известно, что термический отжиг стёкол часто ведёт к существенному усилению люминесценции (в десятки раз) за счёт выделения нанокристаллической фазы (см., например, [5]). Так во фторидных стёклах ZBLAN образуется нанокристаллическая фаза β-$BaZrF_6$. Это может привести к снижению пороговой плотности мощности визуализации в аналогичных по составу образцах до значений порядка 1 Вт/см^2.

Как уже говорилось раньше, преобладание одного из двух основных процессов возникновения антистоксовой люминесценции можно определить из кинетики послесвечения. Поэтому для образцов фторидного стекла состава ZBLAN:1%Ho^{3+}, ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+}, были получены временные зависимости затухания люминесценции.

На осциллограммах для образца состава ZBLAN:1%Ho^{3+} (см. рис. 4) наблюдался очень короткий участок разгорания люминесценции ($t_{\text{разг}} \approx 15$ мкс). Затем следовало быстрое уменьшение интенсивности (примерно до 10%), связанное с кросс-релаксационным распадом излучательных уровней, и длинный участок затухания

послесвечения. Для зелёной люминесценции постоянная времени затухания примерно равнялась $\tau_{ac} \approx 710$ мкс, а для красной – $\tau_{ac} \approx 1020$ мкс. Наблюдаемый характер кинетики послесвечения свидетельствует о преобладающем механизме заселения уровней $^5F_5$ и $^5S_2$,$^5F_4$ путём последовательного поглощения фотонов возбуждающего излучения.

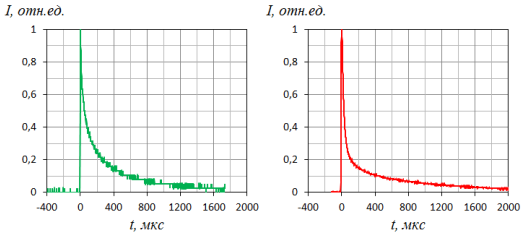


Рис. 4

Осциллограммы для образца состава ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+} существенно отличались (рис. 5). Участок разгорания люминесценции увеличивался до $t_{разг} \approx 300$ мкс. Постоянные времён затухания также возрастали и принимали значения $\tau_{ac} \approx 1{,}65$ мс для зелёной люминесценции и $\tau_{ac} \approx 1{,}48$ мс для красной. Это подтверждает предположение о том, что уровни $^5F_5$ и $^5S_2$,$^5F_4$ заселяются, главным образом, за счёт обмена энергией между ионами.

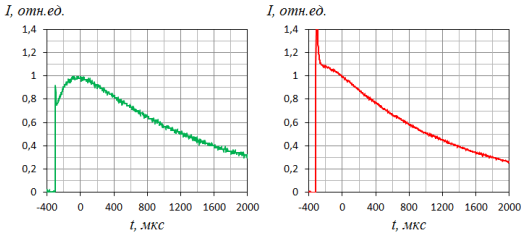


Рис. 5

Заключение

Проведено исследование люминесцентных свойств фторидных стёкол ZBLAN, легированных ионами Ho^{3+}, Ho^{3+}/Yb^{3+}. В результате было установлено, что для образца ZBLAN:1%Ho^{3+} она обусловлена последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения, а для образца ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+} – обменом энергией между ионами. Пороговые плотности мощностей визуализации излучения Tm^{3+}:YAP лазера ($\lambda = 1{,}94$ мкм) составили примерно $I_{пор} \approx 30$ Вт/см^2. Фторидные стёкла ZBLAN:Ho^{3+}, Ho^{3+}/Yb^{3+} можно рекомендовать в качестве визуализаторов двухмикронного излучения.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, № 1. P. 101.
[2] Bloembergen N. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2, № 3. P. 84.
[3] Овсянкин В.В., Феофилов П.П. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 11. С. 471.
[4] Озель Ф.У. // ТИИЭР. 1973. Т. 61, № 6. С. 87.
[5] Xu W., Gao X., Zheng L., Zhang Z., Cao W. // Opt. Express. 2012. Vol. 20, № 16. P. 18127.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И ЛАЗЕРНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО CR:CDSE, ПОЛУЧЕННОГО МЕТОДОМ ТЕРМОДИФФУЗИИ

С.В. Курашкин[1, 2], О.В. Мартынова[1], А.П. Савикин[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятых

Введение

Селенид кадмия, активированный ионами двухвалентного хрома, находит широкое применение в качестве активной среды твердотельных лазеров среднего ИК-диапазона. Благодаря широкой спектральной полосе усиления Cr^{2+}:CdSe может быть использован в качестве перестраиваемого в широком диапазоне длин волн (2,2 – 3,4 мкм) монохроматического источника для спектроскопии, а также для генерации коротких лазерных импульсов.

В настоящее время существует два основных способа получения монокристаллов Cr^{2+}:CdSe лазерного качества: кристаллизация из расплава (метод Бриджмена, метод Стокбаргера, градиентное охлаждение) и кристаллизация из паровой фазы (физический и химический транспорт паров). В обоих случаях легирование хромом, осуществляется непосредственно в процессе роста кристалла. Стоит отметить, что наилучшие результаты по лазерной генерации были достигнуты на образцах, полученных с помощью физического транспорта паров (PVT-Cr^{2+}:CdSe). Несмотря на несомненную эффективность метода PVT для получения активных элементов (АЭ) Cr^{2+}:CdSe, он не лишен недостатков. Разница в давлениях паров селенида кадмия и селенида хрома, используемых в качестве исходных материалов, вызывает сегрегацию примесей на малоугловых границах растущего кристалла, а склонность селенида кадмия к изменению стехиометрического состава приводит к ухудшению оптических свойств растущего кристалла. Кроме того, эта технология не позволяет синтезировать крупные кристаллы с заданным распределением концентрации оптически активных центров в материале матрицы.

Альтернативным методом получения Cr^{2+}:CdSe может являться легирование ионами хрома заранее синтезированного селенида кадмия в процессе термодиффузии. Авторы не смогли обнаружить в литературе информацию о лазерных элементах Cr^{2+}:CdSe, полученных данным методом, за исключением работы [1], в которой не приводится описания процедуры легирования.

Таким образом, настоящая работа посвящена краткому описанию разработанной в ИХВВ РАН диффузионной методики получения высококачественного Cr^{2+}:CdSe и обсуждению результатов экспериментов, выполненных в лаборатории ННГУ, по исследованию люминесцентных и лазерных свойств полученных элементов.

Методика легирования

Легирование ионами Cr^{2+} осуществлялось методом высокотемпературной диффузии из тонких пленок хрома (толщина пленки около 1 мкм), нанесенных на две противоположные плоские грани пластины монокристаллического PVD-CdSe (НИИ Материаловедения, г. Зеленоград) методом вакуумного напыления. Первый высокотемпе-

ратурный отжиг был проведен в кварцевой ампуле в атмосфере аргона при температуре 900°С в течение 20 часов. После отжига образец извлекался из кварцевой ампулы, а поверхности образца очищались от остатков хрома. После этого с обеих сторон кристалла механически удалялись слои материала толщиной 300 мкм. Таким образом, за счет уменьшения толщины обогащенного хромом слоя средняя концентрация ионов Cr^{2+} во всем образце снизилась до необходимого уровня. Важно отметить, что после первого высокотемпературного отжига пропускание образцов в длинноволновой области спектра (>10 мкм) значительно уменьшилось (рис. 1, кривая 2). Снижение пропускания в диапазоне длин волн выше 2,5 мкм свидетельствует о формировании дефектной структуры материала и поглощении излучения на свободных носителях заряда, связанных с примесно-дефектными центрами неизвестной природы. На следующем этапе изготовления концентрация хрома выравнивалась по объему образца при длительном (120 ч) высокотемпературном отжиге в атмосфере аргона при температуре 900°С (рис. 1, кривая 3). После этого образец извлекался из ампулы и подвергался еще одному дополнительному отжигу в атмосфере селена при 900°С в течение 20 часов. В результате этого процесса исходная структура образца восстанавливалась, о чем свидетельствует увеличение пропускания в длинноволновой области спектра (рис. 1, кривая 4) практически до уровня исходного CdSe (рис. 1, кривая 1). На заключительном этапе рабочие поверхности АЭ полировались алмазным абразивом.

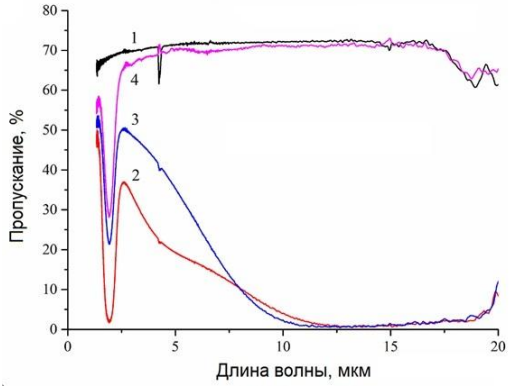


Рис. 1

В результате диффузионного легирования был получен АЭ Cr^{2+}:CdSe в виде плоскопараллельной пластины размером 9,5 × 9,5 × 4,1 $мм^3$ без просветляющего покрытия. Клиновидность рабочих оптических поверхностей была не хуже 30". Оптическая ось кристалла лежала в плоскости полированных поверхностей и практически совпадала с одной из диагоналей квадрата 9,5×9,5 $мм^2$.

Экспериментальные результаты

Для получения информации о характере проведенного диффузионного легирования, методом лазерного сканирования был измерен профиль концентрации ионов Cr^{2+} в образце. При этом, пластина толщиной 2 мм, вырезанная из Cr^{2+}:CdSe перпендикулярно направлению диффузии, просвечивалась остросфокусированным (диаметр

пятна 100 мкм) лазерным пучком Tm:YAP лазера. В результате была определена зависимость оптического пропускания образца от координаты по толщине образца. Следует отметить, что для расчета концентрации необходимо знать сечение поглощения ионов Cr^{2+} в Cr:CdSe. На рис. 2 представлены концентрационные профили образца, рассчитанные для двух, наиболее часто встречаемых в литературе, значений сечения поглощения на длине волны 1,9 мкм: $1{,}9\times10^{-18}$ см^2 (кривая 1) и $3{,}0\times10^{-18}$ см^2 (кривая 2).

Затем на этой же плоскопараллельной пластине Cr^{2+}:CdSe была экспериментально получена зависимость кинетики затухания ИК-люминесценции от концентрации активных центров. В результате перемещения лазерного луча по толщине пластины с шагом 200 мкм возбуждались области кристалла с различной концентрацией. На рис. 3 представлен результат измерения времени затухания люминесценции при возбуждении на длине волны 1,94 мкм в зависимости от концентрации активных центров в диффузионно-легированном Cr^{2+}:CdSe.

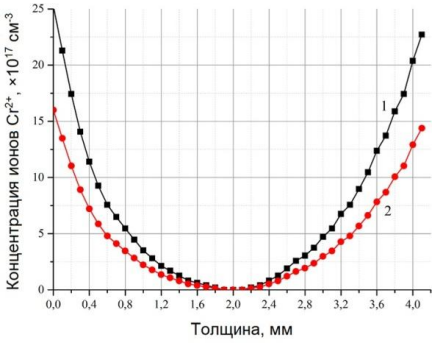


Рис. 2

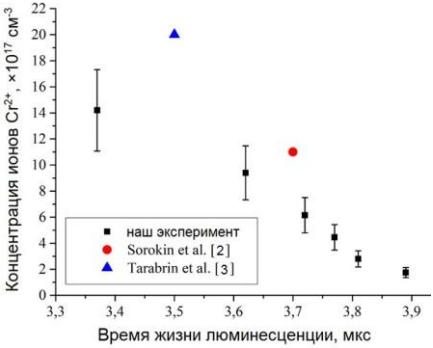


Рис. 3

Лазерная генерация на диффузионно-легированном кристалле исследовалась в схеме с коротким (25 мм) плоскопараллельным оптическим резонатором и продольной накачкой. В ходе эксперимента линейно поляризованное излучение Tm:YAP лазера с частотой следования 3 кГц и длительностью импульса около 250 нс направлялось под углом около 5° к нормали поверхности кристалла и фокусировалось на ней в пятно диаметром около 500 мкм. Для получения генерации были использованы два комплекта диэлектрических зеркал резонатора с различными спектральными характеристиками. В результате была получена лазерная генерация в диапазоне 2,6 – 2,75 мкм (рис. 4, кривая 1)с эффективностью по поглощенной энергии около 69 % и средней мощностью 0,5 Вт, а также генерация в важном в практическом отношении диапазоне 3.1 – 3.3 мкм (рис. 4, кривая 2)с эффективностью 12%.

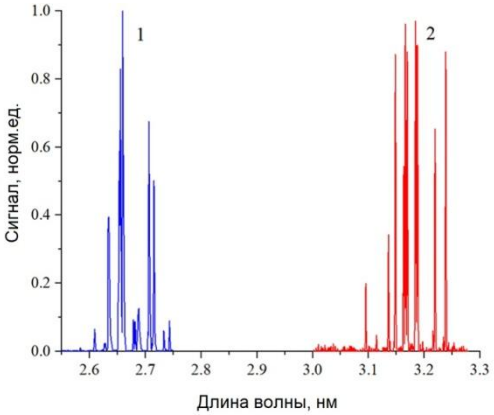


Рис. 4

Результаты исследования свидетельствуют о перспективности разработанного подхода к созданию активных сред на основе селенида кадмия и открывают путь к созданию элементов Cr^{2+}:CdSe с заданным неоднородным профилем легирования для работы в условиях высокоинтенсивной накачки.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2021-012) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, № 6. P. 885.
[2] Sorokin E., Klimentov D., Frolov M.P., Korostelin Yu.V., Kozlovsky V.I., Podmar'kov Yu.P., Skasyrsky Ya.K., Sorokina I. T. // Appl. Phys. B. 2014. Vol. 117. P. 1009.
[3] Tarabrin M.T., et al. // Opt. Express. 2019. Vol. 27, № 9. P. 12090.

Cr^{2+}:ZnSe-УСИЛИТЕЛЬ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛАЗЕРОВ ДИАПАЗОНА 2-3 МКМ

Д.А. Нуждин[1)], С.В. Курашкин[1, 2)], А.П. Савикин[1)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятых*

Введение

Селенид цинка, легированный ионами двухвалентного хрома, является перспективным материалом для лазеров среднего ИК диапазона. Исследования его фундаментальных свойств было начато еще в 70-х гг. прошлого столетия. В конце 90-х гг. на данном материале впервые была получена лазерная генерация при комнатной температуре [1].

Лазеры на кристаллах Cr^{2+}:ZnSe имеют возможность плавной перестройки частоты генерации в широком спектральном диапазоне, способны эффективно генерировать как в непрерывном, так и импульсном режимах, отличаются низким порогом генерации и высоким КПД [2]. Также вследствие широкой полосы поглощения ионов хрома в матрице ZnSe (1,5 – 2,0 мкм) отсутствуют проблемы с выбором источника накачки для данной лазерной среды. Однако Cr^{2+}:ZnSe обладает низкой лучевой стойкостью и, вследствие высокого значения термооптической постоянной, склонностью к возникновению тепловой линзы, что накладывает ограничение на выходную мощность лазера. Поэтому мощные Cr^{2+}:ZnSe-лазеры могут быть представлены комбинацией маломощного Cr^{2+}:ZnSe-лазера и оптического усилителя.

Целью настоящей работы стало теоретическое и экспериментальное исследование усиления в поликристаллическом Cr^{2+}:ZnSe на длине волны 2,5 мкм при продольной накачке.

Теоретическая модель однопроходного Cr^{2+}:ZnSe-усилителя

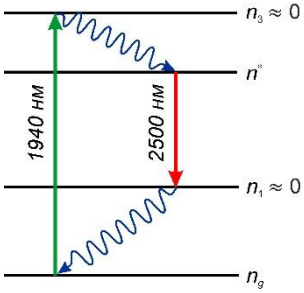


Рис. 1

На основе балансных уравнений для населенностей энергетический уровней и уравнений переноса излучения с учетом реализуемой в кристалле Cr^{2+}:ZnSe квазичетырехуровневой схемы накачки (рис. 1) была поставлена начально-краевая задача (1) – (8), описывающая взаимодействие излучений на длинах волн 1,94 мкм и 2,5 мкм с усиливающей средой.

На поясняющем рис. 2 изображен активный элемент усилителя и введена цилиндрическая система координат в силу предполагаемой аксиальной симметрии рабочих пучков.

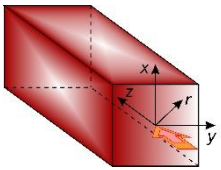


Рис. 2

Итак, имеем следующую задачу:

$$\frac{\partial n^*}{\partial t} = \frac{I_p \sigma_{pa}}{\square \nu_p}(n_{Cr} - n^*) - \frac{I_s \sigma_{se}}{\square \nu_s} n^* - \frac{n^*}{\tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} + \frac{1}{v_p}\frac{\partial I_p}{\partial t} = I_p\left[-\sigma_{pa}(n_{Cr} - n^*) - \beta_p\right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} + \frac{1}{v_s}\frac{\partial I_s}{\partial t} = I_s(\sigma_{se} n^* - \beta_s), \quad (3)$$

$$n^*(r, z, 0) = 0, \quad (4)$$

$$I_p(r, z, 0) = 0, \quad (5)$$

$$I_s(r, z, 0) = 0, \quad (6)$$

$$I_p\big|_{z=0} = \big(1 - R_p\big) I_{0p}\, exp\left[-\frac{2r^2}{r_{0p}^2}\right] q_p(t), \quad (7)$$

$$I_s|_{z=0} = (1 - R_s) I_{0s}\, exp\left[-\frac{2r^2}{r_{0s}^2}\right] q_s(t), \quad (8)$$

где величины поперечных сечений σ_{pa} и σ_{se}, времени жизни верхнего уровня τ, коэффициентов френелевского отражения излучения от торцов R_p и R_s были взяты из литературы [3]. Пиковые интенсивности импульсов на входе усилителя I_{0p} и I_{0s}, радиусы лазерных пучков r_{0p} и r_{0s}, а также нормированные осциллограммы импульсов $q_p(t)$ и $q_s(t)$ вычислялись на основе экспериментальных данных. Пассивными потерями β_p и β_s, связанными с рассеянием излучения на неоднородностях материала, пренебрегли.

Поставленная задача была решена методом конечных разностей на языке программирования Python.

Результаты и обсуждение

На первом этапе экспериментальной работы по исследованию усиления в Cr^{2+}:ZnSe при продольной накачке была собрана установка, схема которой представлена на рис. 3.

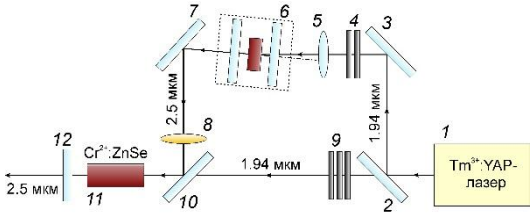


Рис. 3

В качестве накачки Cr:ZnSe-усилителя использовалось излучение 1,94 мкм Tm:YAP-лазера (1) с максимальной выходной мощностью до 5 Вт, работавшего в режиме модуляции добротности с частотой следования импульсов 3 кГц, который также использовался в качестве источника накачки задающего Cr:ZnSe-лазера (6). Разделение пучка накачки осуществлялось с помощью пластинки из SiO_2 (2), расположенной под углом 45° к падающему лучу.

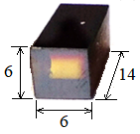


Рис. 4

Отраженный луч с помощью глухого зеркала (3) направлялся на линзу (5), осуществляющую фокусировку излучения в активный элемент Cr:ZnSe-лазера. С помощью поворотного зеркала (7) сигнальный пучок подавался на плоское зеркало (10), просветленное на 1,94 мкм и глухое на 2,5 мкм. Туда же направлялось прошедшее через пластинку (2) излучение Tm:YAP-лазера. Объединенные пучки поступали на активный элемент усилителя (11), закрепленный на специальной механической подвижке с микрометрическими винтами, что позволяло осуществлять сдвиг кристалла вдоль профиля легирования. Линза (8) при этом осуществляла фокусировку сигнального излучения в активный кристалл. Непоглощенная накачка на выходе из усилителя отсекалась с помощью фильтра (12). Регулировка мощностей накачки усилителя и задающего лазера осуществлялась с помощью оптических аттенюаторов (9) и (4), выполненных в виде стопки инфракрасных светофильтров. Экспериментальному исследованию подверглись шесть областей активного элемента усилителя (рис. 4) со средней концентрацией хрома $5{,}7\times10^{15}$ см$^{-3}$, $3{,}1\times10^{17}$ см$^{-3}$, $2{,}3\times10^{18}$ см$^{-3}$, $6{,}9\times10^{18}$ см$^{-3}$, $1{,}5\times10^{19}$ см$^{-3}$, $2{,}4\times10^{19}$ см$^{-3}$.

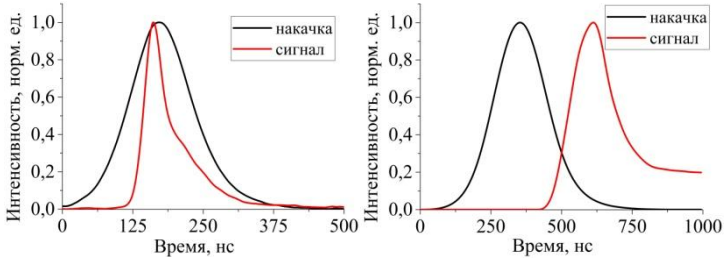


Рис. 6

В ходе работы было проведено две серии экспериментов. В первой серии исследовалось усиление импульсов с энергией 14.3 мкДж, во второй – 0.7 мкДж. Их осциллограммы представлены на рис. 6 вместе с осциллограммами импульсов накачки усилителя. На рис. 7 и 8 представлены результаты эксперимента и теоретического моделирования, причем для второй серии приведены также результаты моделирования с учетом десяти переотражений излучения от торцов активного элемента ($R \approx$

18%). Данная модель была разработана после того, как было обнаружено, что в однопроходной модели как в первом, так и во втором случаях после прохождения импульса активная среда остается инвертированной. В новой модели были введены потери, равные 0.1 $см^{-1}$. Как видно из рис. 8, теоретические кривые, построенные в рамках модели с переотражениями, точнее соответствуют эксперименту, чем кривые, построенные для однопроходного усилителя. Максимальный коэффициент усиления был получен во второй серии экспериментов и составил $G_{max} = 65$. Также в результате теоретического моделирования для концентрации ионов хрома на уровне $(1 – 2)\times10^{19}$ $см^{-3}$ и средних мощностей накачки до 4 Вт была оценена оптимальная длина Cr^{2+}:ZnSe усилителя $l_{opt} \approx 5 – 7$ мм.

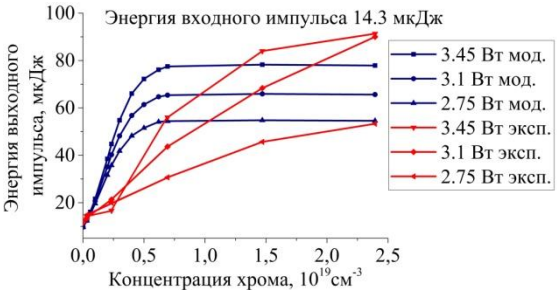


Рис. 7

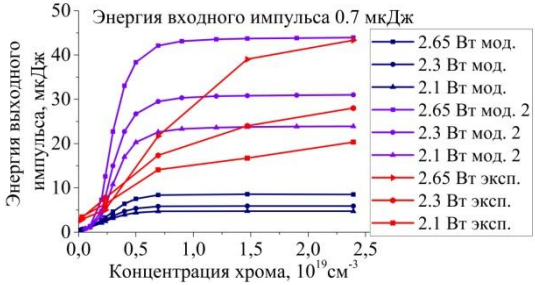


Рис. 8

Заключение

Таким образом, была разработана и реализована приближенная модель однопроходного Cr^{2+}:ZnSe-усилителя, позволяющая описывать усиление в импульсном режиме. В ходе моделирования было установлено, что слабый сигнал усиливается с большим коэффициентом. Этот же результат получен экспериментально. Максимальный коэффициент усиления, полученный в эксперименте, составил 65X. Также было предложено наиболее вероятное на наш взгляд объяснение расхождения эксперимента с теорией, связанное с многократными переотражениями излучения от непросветленных торцов активного элемента усилителя.

[1] Грэхэм К., Федоров В. В., Миров С. Б., Дорошенко М. Е., Басиев Т. Т., Орловский Ю. В., Осико В. В., Бадиков В. В., Панютин В. Л. // Квантовая электроника. 2004. Т. 34, № 1. С. 8.
[2] Савикин А.П., Егоров А.С. Перестраиваемые лазеры на халькогенидах, легированных ионами группы железа. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2014, 54 с.
[3] DeLoach L.D., Page R.H., Wilke G.D., Payne S.A., Krupke W.F. // IEEE J. Quantum Electron. 1996. Vol. 32, № 6. P. 885.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ С УВЕЛИЧЕННОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

А.Н. Орлова, С.М. Некоркин, Н.В. Байдусь, К.С. Жидяев, А.Б. Чигинева, И.В. Самарцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последнее время возрастает интерес к гетеролазерам с увеличенной активной областью на основе квантовых ям (КЯ) [1,2]. В зависимости от конструктивных особенностей многоямных лазеров генерация излучения может осуществляться как на поперечных модах 2-4 порядка, так и на модах с признаками их локализации в окрестности квантовых ям, что в свою очередь приводит к существенному изменению электрофизических характеристик гетеролазеров [3]. В работе [3] исследовались лазерные диоды, содержащие в волноводном слое десять InGaAs/GaAs квантовых ям, сдвинутых к p-эмиттеру. Угловые зависимости интенсивности излучения в плоскости, перпендикулярной p-n-переходу, после начала стимулированной генерации лазеров, имели двухлепестковый вид (с провалом в нулевой компоненте), соответствующий волноводной моде второго порядка. При увеличении тока накачки ширина диаграммы на полувысоте имела тенденцию к уширению за счет генерации мод более высокого порядка. Ряд изменений в конструкции такого десятиямного лазера, а именно: встраивание со стороны n-эмиттера тонкого (15 нм) слоя n-InGaP с концентрацией носителей 10^{18} $см^{-3}$, уменьшение количества фосфора в компенсирующем слое, увеличение содержания индия в квантовых ямах, низкая концентрация носителей в волноводе, – может способствовать локализации волноводной моды в области квантовых ям. Характерные диаграммы направленности лазерных диодов, получившейся конструкции, имели ярко выраженную нулевую компоненту, а при увеличении токовой накачки формировался симметричный «пьедестал», образованный двумя максимумами с углами ± 30°. В работе [3] делается вывод о том, что симметричная диаграмма направленности, наряду с экспериментальным фактом локализации излучения в районе квантовых ям, может свидетельствовать о проявлении волноводного эффекта квантовых ям.

Настоящая работа посвящена исследованию динамических и энергетических характеристик многоямных гетеролазеров, подобных представленным в работе [3].

Исследуемые образцы и методы исследования

Методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложке n^+-GaAs были выращены две лазерные гетероструктуры с активными областями, состоящими из десяти InGaAs/GaAs квантовых ям с компенсирующими слоями GaAsP (структура 1 и структура 2). Активные области были сдвинуты к p-эмиттеру. Общая толщина GaAs-волновода с активными областями и толщины n^+-AlGaAs (p^+-AlGaAs) ограничительных слоев составляли 4,3 и по 0,55 мкм соответственно. Волноводные слои не легировались и имели величину фоновой концентрации носителей n-типа порядка 10^{16} $см^{-3}$. Для снижения заселенности волноводных слоев и уменьшения поглощения носителями в волноводе структуры 2 перед квантовыми ямами на рас-

стоянии 100 нм со стороны n-эмиттера был встроен тонкий (15 нм) слой n-InGaP с концентрацией носителей 10^{18} см$^{-3}$, решёточно-согласованный с GaAs. Кроме этого, содержание фосфора в компенсирующем слое GaAsP в структуре 2 составляло 5-6 %, что в 2 раза меньше, чем в подобном слое структуры 1, а доля индия в КЯ структуры 2 больше, чем в КЯ структуры 1 на 2-3 %. На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды с длиной резонатора 2 мм и двумя мезаполосковыми контактами с общей шириной активной области на излучающей грани 340 мкм (170 + 170 мкм). Активные полоски были сформированы путем химического травления эпитаксиальных слоёв шириной 30 мкм до волновода с последующей ионной имплантацией вытравленной области. На излучающие грани диэлектрические зеркала не наносились.

Для исследования динамических характеристик был проведен анализ осциллограмм токовых и оптических импульсов. Оптический импульс фиксировался с помощью фотопреобразователя ФК-19. Для генерации токовых импульсов применена схема релаксационного генератора на динисторе.

Результаты и обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены осциллограммы токовых и оптических импульсов, полученные в импульсном режиме при длительности импульсов накачки 120 нс. Исследование динамических характеристик показывает явные различия между осциллограммами структуры 1 (с локализованными модами в районе квантовых ям) и структуры 2 (с локализованными модами в волноводе). Как видно из рис. 1 и 2 форма импульсов структуры 1 практически совпадает в отличие от структуры 2.

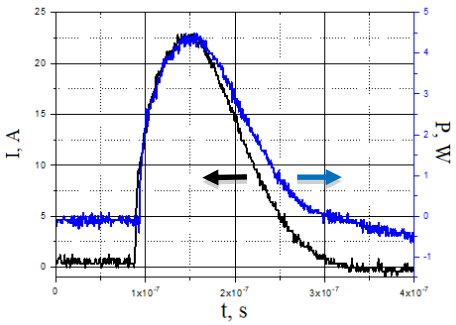


Рис. 1

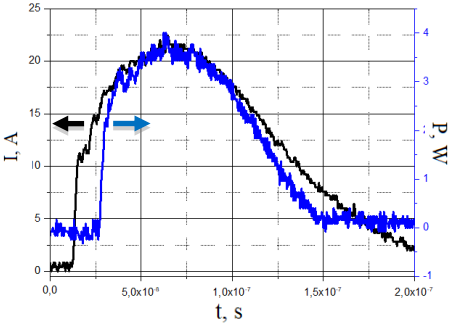


Рис. 2

По полученным осциллограммам двух конструкций лазеров была проведена оценка времени задержки оптического импульса по сравнению стоковым. Этот параметр для структуры 2 составил 13 нс, а для структуры 1 – не более 1-3 нс.

Используя полученные данные, были построены ватт-амперные характеристики для лазерных структур (рис. 3 и 4). Из ваттамперных характеристик были определены значения порогового тока генерации и квантовой эффективности излучения.

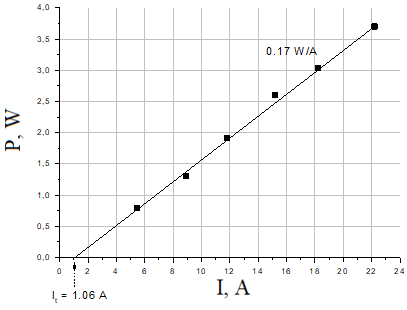


Рис. 3

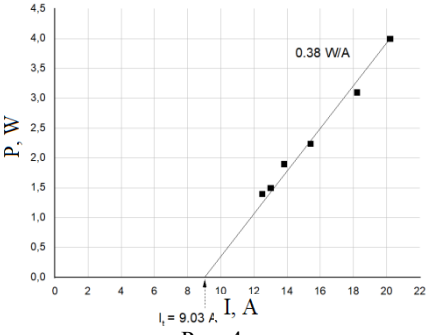


Рис. 4

Сравнение мощностных характеристик показало, что пороговый ток у структуры 2 с традиционным волноводом составляет 9 А, а у структуры 1 – 3 А, что превосходит в 3 раза пороговый ток у лазера с локализованными модами в области квантовых ям. Также квантовая эффективность у структуры 2 с традиционным волноводом в 2 раза больше, чем у структуры 1 с локализованными модами в области квантовых ям, и составляет 40 % и 20 % соответственно.

Таким образом, в работе приводятся результаты исследования характеристик гетеролазеров двух конструкций, содержащих в волноводном слое десять InGaAs/GaAs квантовых ям сдвинутых к р-эмиттеру. Результаты сравнительного анализа показали значительное различие по времени задержки начала стимулированного излучения лазерных диодов в зависимости от места локализации волноводных мод в эпитаксиальных слоях.

[1] Некоркин С.М. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXIV Междунар. симпоз. 10-13 марта 2020 г. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С.679.
[2] Некоркин С.М. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXV Междунар. симпоз., 9-12 марта 2021 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 780.
[3] Некоркин С.М. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXVI Междунар. симпоз., 14-17 марта 2022 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 948.

ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА ОСНОВЕ МЕТАМОРФНЫХ БУФЕРНЫХ СЛОЕВ НА ПОДЛОЖКЕ GAAS МЕТОДОМ МОГФЭ

И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейщев, С.М. Планкина, А.В. Рыков

НИФТИ

Фотодиоды, работающие в коротковолновом инфракрасном диапазоне (до 3 мкм), выращенные на подложках GaAs, представляют интерес как замена используемых сейчас для этого диапазона приборов, выращенных на подложках InP. Одним из направлений создания таких фотодиодов является использование метаморфных буферов (МБ) [1]. Практическая реализация метаморфных гетероструктур на GaAs, характеристики которых не уступали бы характеристикам гетероструктур на InP, затруднена неполным подавлением прорастания дислокаций в активные слои структуры и возникновением микрорельефа поверхности.

Таким образом, задача поиска и оптимизации конструкции МБ с целью улучшения кристаллического качества получаемых гетероструктур является актуальной. В настоящей работе представлены результаты по исследованию фоточувствительных GaAs гетероструктур и фотодиодов на их основе, полученных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs (100) с применением дискретного МБ [2]. Авторами данной работы ранее были получены аналогичные гетероструктуры, однако, структуры имели матовую поверхность со средней шероховатостью 40 нм. В данной работе проведена оптимизация фоточувствительных гетероструктур с дискретным МБ. Оптимизация коснулась температуры и скорости роста метаморфного слоя.

Исследуемая гетероструктура получена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. На подложке n-GaAs выращивался буферный слой n-GaAs толщиной 180 нм, легированный кремнием (10^{18} $см^{-3}$). Далее формировался дискретный МБ общей толщиной 1,3 мкм (легированный Si до 10^{18} $см^{-3}$) и p-i-n структура, состоящая из слоев: n-$In_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 360 нм (легированного Si до 10^{18} $см^{-3}$), i-$In_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 1420 нм и p-$In_{0,3}Ga_{0,7}As$ толщиной 360 нм (легированного Zn до 7×10^{17} $см^{-3}$).

Процесс формирования дискретного МБ слоя заключается в изменении толщин чередующихся материалов GaAs и InGaAs в противоположных направлениях по мере роста буферного слоя, при этом состав остается прежним. Так, на начальном этапе роста толщины GaAs и $In_{0,3}Ga_{0,7}As$ составили 62 нм и 3 нм соответственно. При росте буферного слоя про-

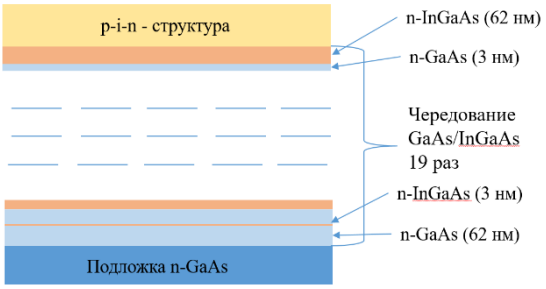


Рис. 1

исходило уменьшение толщины GaAs и увеличение толщины $In_{0,3}Ga_{0,7}As$. На завершающей стадии роста МБ толщина слоя GaAs составила 3 нм, толщина $In_{0,3}Ga_{0,7}As$ – 62 нм. Общее количество чередующихся слоев составило 38. Таким образом, дискретный МБ состоит из множества периодов $GaAs/In_{0,3}Ga_{0,7}As$ различной толщины, в которых происходит блокировка распространения дислокаций на гетероинтерфейсах. Схематическое изображение конструкции гетероструктуры показано на рисунке 1.

На основе полученных гетероструктур были изготовлены фотодиоды. Со стороны структуры были нанесены Au омические контакты методом термического испарения в вакууме, затем была вытравлена мезаструктура диаметром 0,56 мм. Для уменьшения влияния поверхностных токов утечки, проведена очистка и пассивация поверхности образцов методами реактивного ионного травления с последующим термическим окислением в атмосфере кислорода.

Контроль кристаллического качества и качества поверхности осуществлялся с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). Плотность прорастающих дислокаций, оценивалась по плотности ямок травления, выявленных методом химического травления и оптической микроскопии. Плотность ямок травления составила 10^6 см$^{-2}$. Среднеквадратичное отклонение (RMS) составило 20 нм. Контроль оптического качества гетероструктур осуществлялся с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) (рисунок 2). Возбуждение фотолюминесценции осуществлялось с помощью непрерывного лазера с $\lambda = 0,8$ мкм, либо параметрического генератора света ($\lambda = 0,8$ мкм, длительность импульса 10 нс, частота повторения импульсов 10 Гц). Сигнал ФЛ собирался с поверхности образца при регистрации спектров стационарной ФЛ в условиях слабой накачки, и с торца структуры в условиях импульсного возбуждения. На рисунке 2 представлен спектр ФЛ исследуемого образца при комнатной температуре. ФЛ в условиях слабой накачки имеет максимум интенсивности на длине волны 1231 нм (кривая 1). В условиях мощной импульсной накачки в спектре излучения образца пороговым образом возникает узкая ($\Delta\lambda<12$нм) интенсивная линия излучения на длине волны 1183 нм (кривая 2). Пороговая плотность возбуждающего излучения составила 250 кВт/см^2. При дальнейшем увеличении мощности возбуждающего излучения в 1,3 раза зафиксировано возрастание интенсивности ФЛ в 3 раза (кривая 3).

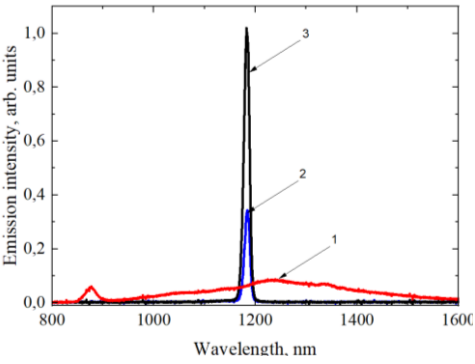


Рис. 2

Указанные линии эмиссии (2 и 3) наблюдаются при сборе излучения с торца гетероструктуры и не выражены при наблюдении ФЛ с поверхности образца, и, таким образом имеют все признаки стимулированного излучения, что указывает на высокое качество полученных образцов.

Для исследования состава фоточувствительной области и кристаллического качества МБ были проведены исследования спектров комбинационного рассеяния от поперечного скола (плоскости (110)) структуры с МБ на установке INTEGRA SPECTRA (NT-MDT) при комнатной температуре с использованием лазера с длиной волны 473 нм. Излучение фокусировалось 100-кратным объективом с апертурой NA = 0.95 в пятно диаметром ~1 мкм, мощность пучка составляла ~0.5 мВт. Латеральное сканирование проводилось с шагом 56 нм от поверхности вдоль направления роста структуры [001]. Диаметр лазерного пучка на половине распределения интенсивности, определяющая пространственное разрешение метода, составляет около 300 нм [3]. В слаболегированных областях структуры частотное положение фононных мод твердого раствора InGaAs меняется слабо и составляет 230, 260, 277 $см^{-1}$ для InAs-подобной TO-моды, GaAs-подобных TO- и LO-мод соответственно. Такое значение частот соответствует содержанию индия в InGaAs около 30%. В сильнолегированной Zn области наблюдается уменьшение частоты основных мод (GaAs-подобной TO-моды с 260 до 252 $см^{-1}$). Низкочастотный сдвиг предположительно связан с появлением локальных напряжений растяжения в результате встраивания Zn в решетку твердого раствора.

В области метаморфного буфера наблюдается увеличение частоты всех мод твердого раствора (по сравнению со слаболегированной областью InGaAs) и уменьшение частоты TO-моды GaAs от 268 $см^{-1}$ в подложке до 262 $см^{-1}$ на границе с p-i-n-переходом InGaAs. Такое изменение частот соответствует напряжениям растяжения в слоях GaAs, и напряжениям сжатия в слоях InGaAs. Таким образом, метаморфный буфер находится в напряженном состоянии.

На основе полученных гетероструктур были изготовлены лабораторные образцы фотодиодов: со стороны структуры методом термического испарения в вакууме были нанесены омические Ti/Pd/Au контакты, а затем методом прецизионного химического травления была сформирована мезаструктура диаметром 0.56 мм. Для уменьшения влияния поверхностных токов утечки проведена очистка и пассивация поверхности образцов методами реактивного ионного травления с последующим термическим окислением в атмосфере кислорода. Спектр фототока (рисунок 3) имеет максимум фоточувствительности на длине волны 1160 нм. Область фоточувствительности составляет 0,9 - 1,25 мкм на уровне 10% от максимума при комнатной температуре.

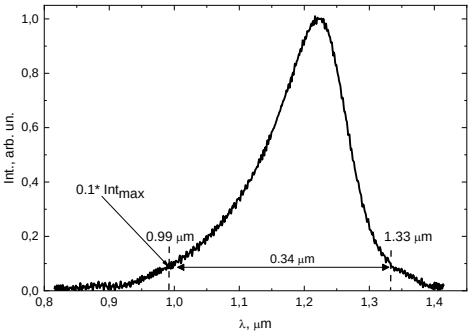


Рис. 3

Проведены исследования темновых токов и спектральных зависимостей фототока полученных фотодиодов. С целью определения природы темнового

тока исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) в диапазоне температур 9 ÷ 300 К. Исследования ВАХ проводились в криостате замкнутого цикла Janis CCS 300S/202, который позволяет проводить измерения при температурах от 9 до 300К.

На рисунке 4 представлены характерные для исследуемых фотодиодов вольт-амперные характеристики в диапазоне температур 9÷290 К.

По виду температурной зависимости ВАХ определена природа темнового тока. Таким образом, в данной зависимости можно выделить две области, соответствующие диапазонам температур 200 ÷ 290 К и 9 ÷ 200 К. Исходя из значений энергий активации процессов протекания темнового тока, можно заключить, что в диапазоне температур 200 ÷ 300 К наибольший вклад вносит генерационно-рекомбинационный ток. При более низких температурах в диапазоне 9 ÷ 200 К преобладает туннельный ток, обусловленный туннелированием носителей через уровни ловушек, расположенных в запрещенной зоне.

Методом МОС-гидридной эпитаксии (МОГФЭ) сформированы фоточувствительные InGaAs гетероструктуры с дискретным МБ слоем на подложке GaAs. В условиях мощной импульсной оптической накачки получено стимулированное излучение от объемного слоя $In_xGa_{1-x}As$ на длине волны 1183 нм. Спектральная зависимость фототока фотодиодов, изготовленных на основе полученных структур, имеет максимум на длине волны 1160 нм, область фоточувствительности составляет 09 - 1.3 μm на уровне 10% от максимума при комнатной температуре. Исследование температурной зависимости вольт-амперных характеристик с целью выявления природы темнового тока показало, что объемная составляющая обратного темнового тока исследуемых фотодиодов состоит из двух компонент: генерационно-рекомбинационный в диапазоне температур 200 ÷ 300 К и туннельной 9 ÷ 200 К. Для фотодиодов с диаметром мезаструктуры 560 мкм темновой ток при комнатной температуре и обратном смещении -5 В составил 3×10^{-7} А, что соответствует плотности тока $1{,}2\times10^{-6}$ А/см^2. Таким образом, предложенная конструкция дискретного МБ слоя является перспективной для формирования фоточувствительных структур на диапазон длин волн 0.7 - 1.3 μm, выращенных на подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии.

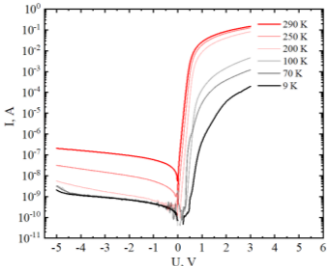


Рис. 4

[1] Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н. и др. // ФТП. 2018. Т. 12, № 52. С. 1460.
[2] Shi Yan-Hui, Yang Nan-Nan, et al // J. Infrared Millim. Waves. 2019. Vol. 38, № 3. P. 275.
[3] Groenen J., Carles R., Landa G. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58, № 16. P. 10452.

ИСТОЧНИК УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 194 НМ НА ОСНОВЕ БЕЗЭЛЕКТРОДНОЙ ЛАМПЫ С ИЗОТОПОМ РТУТИ HG202

А.А. Таланова[1)], К.Ю. Павленко[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] АО "Время-Ч"

Введение

Данная работа является важной составляющей проекта по разработке перспективного малогабаритного стандарта частоты на ионах ртути. Стандарт частоты на ионах ртути имеет потенциальные применения для будущих спутников, исследований космоса, т.к. обладает преимуществом в размерах, стабильности и сроках службы. Одной из важных задач при создании такого стандарта является разработка источника излучения на длине волны 194 нм, в качестве наиболее эффективного и простого решения задачи был выбран источник излучения на основе безэлектродной ртутной лампы с изотопом ртути Hg202, в которой возбуждался СВЧ-разряд. Преимущество лампы с изотопом ртути Hg202 состоит в том, что, согласно теории, в ней на данной длине волны наблюдается высокая интенсивность излучения, а также ещё одно преимущество исходит из отсутствия электродов в лампе – увеличенный срок службы. Целью работы было исследовать поведение лампы в различных режимах, измерить зависимости интенсивностей линии 194 нм и линии 253 нм от различных параметров для того, чтобы впоследствии определить при каких условиях соотношение (194/253) полезного света на длине волны 194 нм и нежелательного на 253 нм будет наибольшим.

Безэлектродный СВЧ-разряд в лампе

СВЧ-разряды используются для безэлектродного возбуждения атомов, например, в ртутных лампах, в которых для возбуждения атомов ртути используется СВЧ-излучение. Исследуемый источник излучения состоит из колбы, разрядного газа, заполняющего внутреннее пространство колбы, внешней индукционной катушки для генерирования переменного магнитного поля во внутреннем пространстве колбы, источника электрической энергии, генератора высокой частоты для снабжения переменным электрическим током внешней индукционной катушки. Разрядный газ, заполняющий внутренне пространство колбы, является инертным газом (например, гелий, неон, аргон, криптон и др.), к которому могут быть добавлены пары рабочего вещества (сера, ртуть и др.). В нашем случае больший интерес представляет именно рабочее вещество, т.е. ртуть, поэтому излучение аргона, в качестве инертного газа, не так существенно.

Наличие внешней индукционной картушки необходимо для того, чтобы под воздействием внешнего магнитного поля ионизация протекала значительно быстрее. Переменное магнитное поле индуцирует переменное электрическое поле, которое приводит к электрическому пробою начально ионизированного газа и далее заряд поддерживается за счёт внешней индукционной катушки [1].

В данной работе рассматривалась безэлектродная ртутная лампа с природным составом изотопов ртути[1], а также лампа с изотопом ртути 202[2]. Ртуть находилась в жидкой фазе – в виде капли, над которой из-за испарения находятся пары ртути при равновесном давлении, т.к. объем лампы замкнутый. Равновесное давление зависит от температуры лампы. Таким образом интегральная интенсивность излучения, а также распределение интенсивностей между спектральными составляющими существенном зависят от температуры лампы.

Определение зависимостей спектральных характеристик лампы от различных параметров. Работа с лампой с природным составом изотопов

Измерения на установке на кафедре квантовой радиофизики проводились с помощью монохроматора МДР-41 и фотоэлектронного умножителя Hamamatsu R7447. Ширина входной и выходной щелей составляла 0,4 мм. Значения напряжения в измерительном контуре ФЭУ снимались с помощью селективного нановольтметра, работающего на частоте оптического прерывателя, анализ данных проводился с помощью компьютера. На прерыватель подавалось напряжение 3,5 В, при этом частота вращения прерыватель составляла 220 Гц, соответственно такая же частота выставлялась на нановольтметре. Для измерения и стабилизации температуры лампы использовался элемент Пельтье, температура внешней стороны которого поддерживается системой охлаждения, состоящей из радиатора и двух вентиляторов. Также с помощью терморезистора контролировалась температура, чтобы таким образом проследить, как изменялся спектр в зависимости от неё. Для измерения линии 253 нм использовались фильтры УФС1 толщиной 5 мм для ослабления сигнала.

В ходе эксперимента снималась зависимость интенсивности линий 194 нм и 253 нм от температуры, изменялся ток Пельтье для нагрева или охлаждения корпуса лампы, при охлаждении полярность тока элемента Пельтье изменялась, значение напряжения ГВЧ было фиксированным – 15 В. Форма спектральной линии была аппроксимирована кривой Лоренца. Зависимость интенсивности спектральных линий от температуры были построены в виде графиков в Excel. При сравнении зависимостей линий 194 нм и 253 нм от температуры при одинаковом напряжении было обнаружено принципиально различное поведение линий. Интенсивность линии 253 нм возрастает с температурой, а линия 194 нм растет при охлаждении, а также имеет экстремум в точке около 20 °С, а при прохождении этого максимума интенсивность начинает падать (см. рис. 1).

[1] Изотопный состав: ^{196}Hg (0,155%), ^{198}Hg (10,04%), ^{199}Hg (16,94%), ^{200}Hg (23,14%), ^{201}Hg (13,17%), ^{202}Hg (29,74%), ^{204}Hg (6,82%)

[2] Изотопный состав: ^{196}Hg (0,04%), ^{198}Hg (0,15%), ^{199}Hg (0,23%), ^{200}Hg (0,43%), ^{201}Hg (0,34%), ^{202}Hg (98,68%), ^{204}Hg (0,13%)

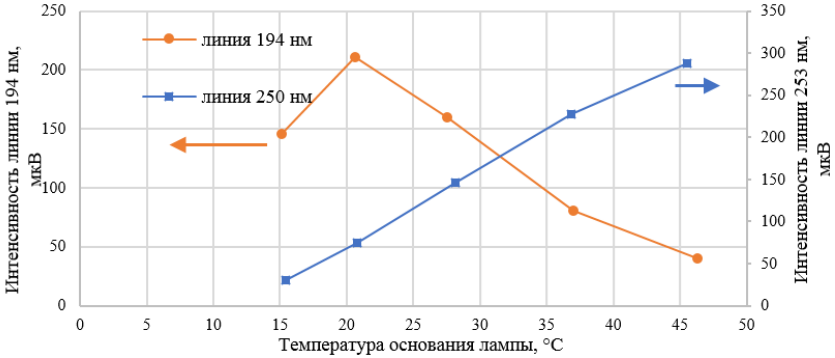


Рис. 1

Работа с лампой с изотопом ртути ^{202}Hg

Схема установки аналогична установке при работе с лампой с природным составом изотопов ртути, но была добавлена диафрагма для уменьшения интенсивности света, падающего на ФЭУ. В ходе данного эксперимента измерения проводились при разных значениях напряжения на ГВЧ и при разных температурах, полученные результаты представлены в виде графиков зависимостей интенсивности от температуры при разных $U_{ГВЧ}$. Во время проведения исследования обнаружилось, что лампа имеет два режима горения разряда в зависимости от напряжения ГВЧ, режимы “низкой яркости” и “высокой яркости”, и кроме того, существует граница по напряжению между ними, которая зависит от температуры. Для линии 194 нм в режиме “низкой яркости” имеется экстремум по температуре около 20 °С. При переходе в режим “высокой яркости” интенсивность линии изменяется скачком и зависимость от температуры совершенно другая, т. е. интенсивность растет при нагреве основания лампы (см. рис 2). При напряжении на ГВЧ 20 В в зависимости от температуры существуют сразу два режима.

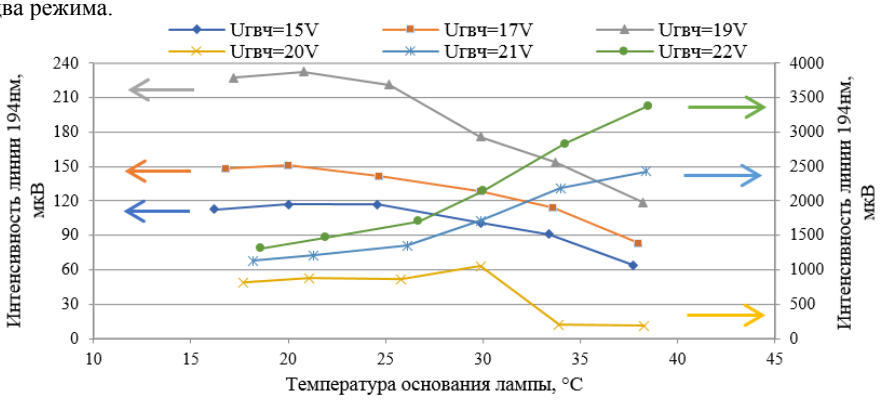


Рис. 2

Для линии 253 нм зависимость от температуры осталась монотонно возрастающей при нагревании, наблюдался тот же скачок интенсивности при переходе в режим “высокой яркости”, но не такой существенный. Помимо исследования абсолютных интенсивностей линий 194 нм и 253 нм представляет интерес и график их отношения в зависимости от температуры основания лампы. В диапазоне напряжений от 20 В до 22 В, т.е. в режиме “высокой яркости”, интенсивность линии 194 нм составляет около 16% от линии 253 нм. Причем на графике для 20 В существует скачок, который показывает переход между режимами горения разряда в лампе, она заметна и на графике на рис. 3. При низкой температуре линия при 20 В оказывается в режиме “высокой яркости”, а при увеличении яркости резко попадает в режим “низкой яркости”, что ещё раз показывается зависимость границы для режимов от температуры. Также было отмечено, что в режиме “низкой яркости” отношение двух линий не зависит от напряжения ГВЧ.

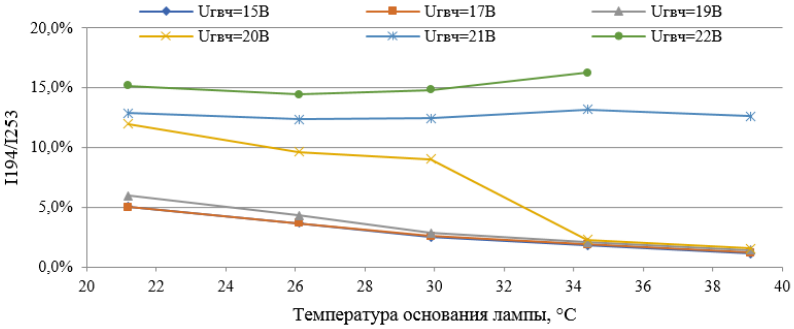


Рис. 3

Заключение

Основная цель работы – излучение на длине волны 194 нм, для чего было исследовано поведение лампы в зависимости от различных параметров, а также определение условий, при которых соотношение между линией 194 нм и линией 253 нм было наибольшим. В ходе работы было обнаружено два режима горения разряда в лампе: “высокой яркости” и “низкой яркости”. Линия 194 нм ведет себя по-разному для этих режимом, для первого наблюдался большой скачок интенсивность и её рост при повышении температуры, а при “низкой яркости” интенсивность линии имеет экстремум по температуре около 20 °С, когда для линии 253 нм её поведение осталось тем же, т.е. рост вместе с температурой. Также в режиме повышенной яркости получилось увидеть, что интенсивность линии сильно возросла относительно линии 253 нм., что приводит к выводу, что для дальнейшей работы необходимо и дальше работать в данном режиме.

[1] Уланов И.М., Колмаков К.Н., Предтеченский М.Р., Диденко А.Н. «Безэлектродная газовая лампа» // Патент РФ на изобретение №2156008 от 10.09.2000.

ИЗМЕРЕНИЕ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ Tm^{3+}:YAP ЛАЗЕРА С ПОМОЩЬЮ ПЗС-КАМЕРЫ

Д.Н. Урнов, К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для проведения экспериментов, связанных с лазерным излучением необходимо знать пространственные характеристики лазерного пучка такие, как распределение интенсивности в поперечном сечении, диаметр и расходимость пучка. Для измерения этих параметров нужно руководствоваться требованиям и ограничениями для их регистрации. Современные международные стандарты [1] полагаются к рекомендациям для исследований преимущественно Гауссовых пучков и группируются, в основном, вокруг оценок качества BPP и M^2.

Для регистрации профиля лазерного пучка в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах наиболее распространены камеры с матрицей ПЗС. Матрицы ПЗС используются благодаря высокому пространственному разрешению, простоте эксплуатации и низкой стоимости. В настоящее время источники лазерного излучения, работающие в диапазоне волн 1,9-2,4 мкм все шире используются в системах контроля, лидарах, в задачах диагностической медицины и хирургии [2]. Явление апконверсионной люминесценции позволяет использовать различные матрицы, легированные ионами Ho^{3+}, для преобразования излучения в области длин волн 1,9-2,1 мкм в спектральный диапазон чувствительности ПЗС-камер с целью измерения пространственных характеристик лазерного пучка [3, 4].

В данной работе предлагается метод измерения расходимости пучка излучения Tm^{3+}:YAP лазера с длиной волны λ=1,94 мкм посредством преобразования ИК излучения в видимый диапазон спектра в керамике $LiYF_4$:Ho^{3+} и регистрацией преобразованного излучения с помощью камеры-ПЗС.

Для проведения эксперимента использовалась камера Basler acA2500-14gm, с разрешением сенсора 2592 × 1944 пикселов и размером пиксела 2,2 × 2,2 мкм. Матрица имеет высокое соотношение сигнал/шум — 38,3 дБ и широкий динамический диапазон — 60,3 дБ. Экспериментальная схема измерительной установки изображена на рис. 1.

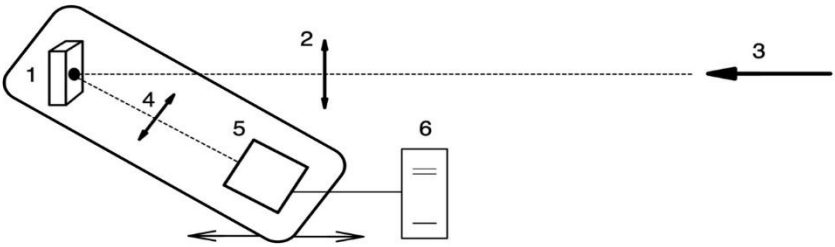


Рис. 1

В качестве источника излучения использовался Tm^{3+}:YAP – лазер (3) с диодной накачкой, излучающий на длине волны 1,94 мкм в стационарном режиме генерации с выходной мощностью до 3 Вт. С помощью собирающей линзы (2) с фокусным расстоянием 100 мм пучок излучения фокусировался на образец керамики $LiYF_4$ (1), визуализирующую лазерный пучок. Образец располагался перпендикулярно направлению лазерного пучка. Вследствие явления ап-конверсии в керамике $LiYF_4$ лазерное излучение длиной волны λ = 1,94 мкм преобразовывалось в люминесценцию в видимом диапазоне спектра. Камера крепилась под углом к образцу на общем перемещающемся вдоль продольной координаты штативе. С помощью собирающей линзы (4) с фокусным расстоянием 50 мм выполнялся перенос изображения пучка в образце на матрицу ПЗС-камеры (5), затем на экране компьютера (6) формировалось изображение, которое представляло собой распределение интенсивности в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y.

В качестве опорных проверочных значений параметров лазерного излучения были измерены диаметры лазерного пучка методом сканирующего ножа (или метод движущихся границ). Сканирующий нож использовался, чтобы обрезать пучок перед фиксированным приемником, который измеряет мощность прошедшего излучения. Ширина пучка измерялась по двум положениям границы среза, которые определялись 84% и 16% прохождением мощности.

Зависимость диаметра лазерного пучка от расстояния до линзы представлен на рисунке 2. Красная линия соответствует измерениям, проведенным с помощью камеры, синяя линия – измерениям с помощью сканирующего ножа.

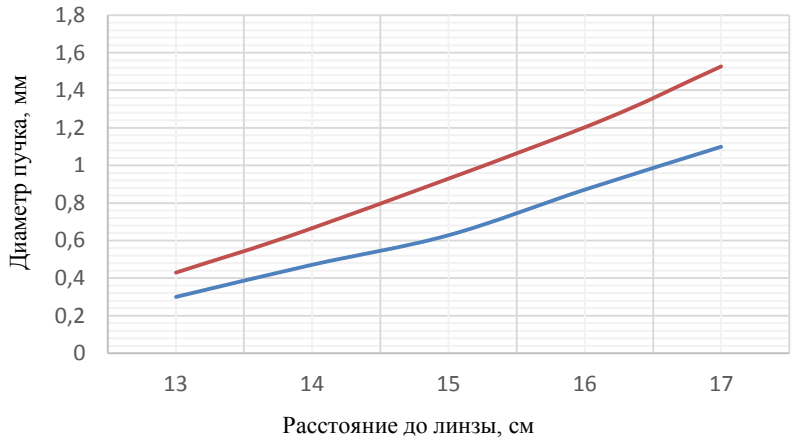


Рис. 2

Расходимость лазерного излучения при измерении с помощью камеры составила 3,8 мрад, при измерении методом движущего резкого края – 5,3 мрад. Расхождение измеренных двумя способами значений можно объяснить наличием внешней засветки в измерениях, проведенных с помощью камеры.

Также была измерена зависимость профиля интенсивности люминесценции керамики $LiYF_4:Ho^{3+}$ от мощности возбуждающего излучения. На рисунке 3 представлены профили интенсивности видимой люминесценции образца в *x, y* проекциях при разной мощности возбуждающего излучения при фиксированном расстоянии до линзы. Для ослабления сигнала при увеличении мощности возбуждающего излучения между камерой и керамическим образцом устанавливался поглощающий фильтр.

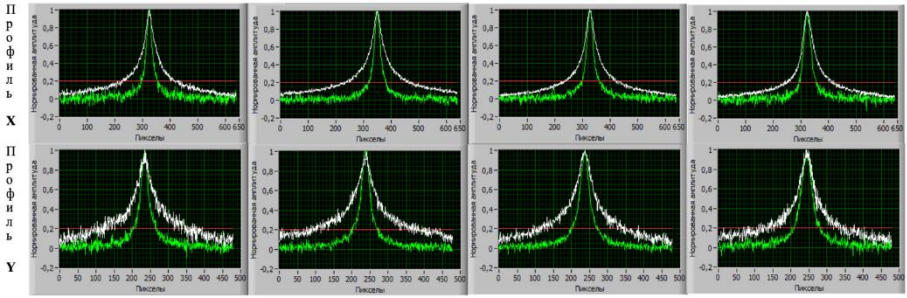


Рис. 3

Было установлено, что профиль распределения интенсивности люминесценции в образце $LiYF_4:Ho^{3+}$ изменяется незначительно при увеличении мощности возбуждающего излучения. Таким образом, с помощью ПЗС-камеры предложенным методом было проведено измерение расходимости излучения Tm^{3+}:YAP лазера длиной волны генерации 1,94 мкм путем визуализации в керамике $LiYF_4:Ho^{3+}$.

[1] ГОСТ 26086-84. Москва: Изд-во стандартов, 2002. 15 с.
[2] Buzug T.M., Holz D., Bongartz J., Kohl-Bareis M., Hartmann U., Weber S. // Springer Proceedings in Physics. Berlin: Springer. 2007. Vol. 114. P. 447.
[3] Савикин А.П., Перунин И.Ю., Курашкин С.В., Будруев А.В., Гришин И.А. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 124, № 3. С. 312.
[4] Сумачев К.Э., Шарков В.В., Савикин А.П., Гришин И.А. // Оптический журнал. 2020. Т. 87, № 5. С. 13.

СПЕКТРАЛЬНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ СТРУКТУР В БИСТАБИЛЬНОМ РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ

М.В. Вавилов, А.В. Маругин, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последние годы увеличивается интерес к явлениям, демонстрирующим наличие специфических особенностей в динамике нелинейных физических систем. В частности, активно исследуются бистабильные системы, в том числе и лазерные полупроводниковые излучатели, являющиеся основой для элементов оптической логики. Известно, что в торцевых полупроводниковых лазерах при определенных условиях наблюдается бистабильный режим работы, сопровождающийся явлением перескока продольных мод (mode-hopping). Стохастические явления, сопровождающие работу полупроводниковых лазеров с торцевым выводом излучения, исследовались, в частности, в [1-3]. В последнее время получили быстрое развитие так называемые VCSEL-лазеры (Vertical Cavity Surface Emitting Laser), которые в силу своей миниатюрности и малого энергопотребления легко интегрируются в оптоэлектронные измерительные системы и цифровые оптические системы передачи информации. В данной работе будет рассмотрен вопрос об особенностях проявления бистабильных режимов в излучении серийных (λ=0,85 мкм) лазерах с вертикальным резонатором (VCSEL).

Современные варианты конструкции VCSEL основаны на использовании вертикальных оптических резонаторов с брэгговскими зеркалами. Ток накачки протекает через центральную область, называемую оксидной апертурой, размеры которой (10 – 50 мкм) определяют поперечную структуру поля выходного излучения и количество генерируемых мод в целом. Решение электродинамической задачи пространственного распределения полей в такой цилиндрической системе говорит о возможности существования в резонаторе VCSEL-лазера большого числа поперечных конфигураций мод, имеющих близкие по значению величины усиления с учетом пространственного перекрытия [4,5]. Наличие даже незначительных технологических дефектов при изготовлении VCSEL-структур может приводить к эффекту бистабильного переключения мод генерации с сопутствующим скачкообразным изменением поляризации выходного излучения даже при незначительном, на уровне флуктуаций параметров, изменении режима работы излучателя [6].

С точки зрения анализа динамических проявлений в режиме генерации характерной оптической нелинейностью лазерных VCSEL-излучателей, способной привести к режиму бистабильной динамики, является пространственный профиль функции усиления. Конкурентное сосуществование двух или более сравнимых по интенсивности и пороговым уровням усиления излучающих мод может наблюдаться из-за нелинейной связи полей данных мод через общую инверсную населенность в активном слое. Каждая мода со своим пространственным распределением в условиях аксиальной симметрии профиля интенсивности генерируемых мод характеризуется в этом случае своей специфической, заранее непредсказуемой поляризацией напряженности электрического поля. Такого рода излучатели по сути могут рассматриваться как разновидность

оптических логических элементов и, соответственно, оптических переключателей и других устройств на их основе.

Описание установки и обсуждение результатов

В данной работе было проведено исследование стохастической динамики, наблюдаемой в излучении лазерного полупроводникового излучателя с вертикально-излучающим резонатором, и определены основные параметры, характеризующие режим переключения наблюдаемых мод. Полученные результаты сравнивались с результатами, полученными ранее для торцевых лазеров [7].

Серийный образец полупроводникового лазера монтировался на теплоотводе с элементом Пельтье для прецизионного контроля рабочей температуры излучателя. Питание лазера осуществлялось от специализированных драйверов Newport 505B (точность установки рабочего тока накачки 0,1 мА, шумовая низкочастотная компонента (RMS) не более 0,4 мкА). Излучение проходило через сориентированный оптимальным образом поляризатор, а после регистрировалось на фотодиоде и поступало для обработки на плату 14-разрядного АЦП NI PCI-5114. Рабочая точка излучателей выбиралась таким образом, чтобы режим скачкообразного переключения мод можно было фиксировать достаточно продолжительное время. Расчеты показывают, что поддержание такого режима требует жесткого контроля рабочих параметров излучателя на уровне $\delta I \sim 10^{-5}$ - 10^{-6} А по току питания и $\delta T \sim 10^{-2}$ - 10^{-3} К по температуре активного слоя излучателя.

Вся обработка излучения, регистрируемого фотодиодом и поступающего на АЦП, велась в среде LabVIEW. Специально для этого была создана программа обработки осциллограмм, позволяющая строить исследуемые в работе статистические распределения в режиме реального времени.

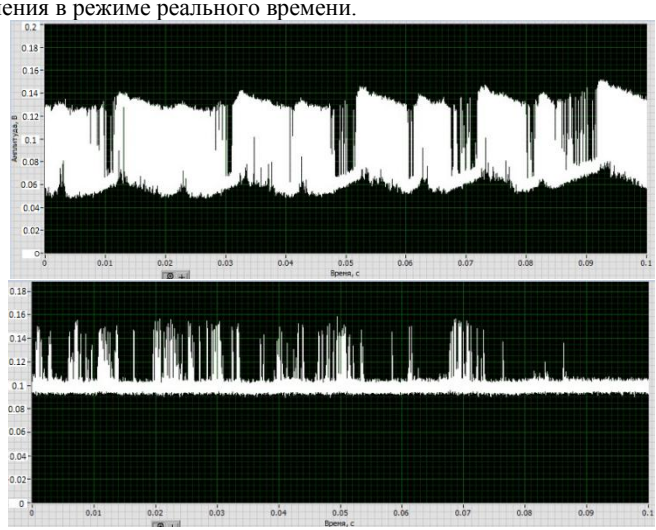


Рис. 1

В режиме переключения мод их суммарная интенсивность остается постоянной, а изменения отдельных составляющих происходят в противофазе. На рис. 1 приведены характерные осциллограммы, отражающие уровень мощности отдельной моды в режиме переключения (симметричный режим и преимущественное конкурентное преобладание одной из мод). Вертикальные участки осциллограмм соответствуют непосредственно моментам переключения моды, максимальные значения соответствуют генерации данной моды, минимальные – остаточное излучение, когда генерация переходит на соседнюю моду. Обработка полученных осциллограмм позволяет получить вероятностную функцию распределения по интенсивности конкретной моды. Результаты расчета двух соответствующих осциллограммам (рис. 1) распределений представлены на рис. 2.

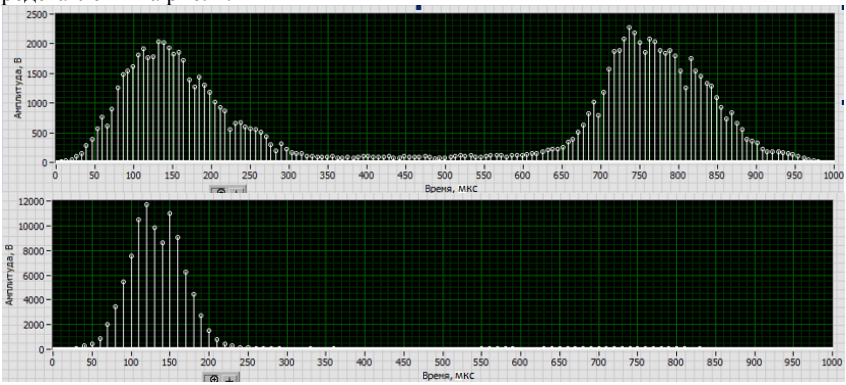
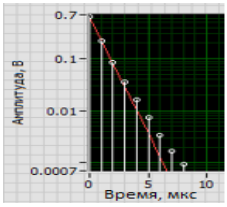


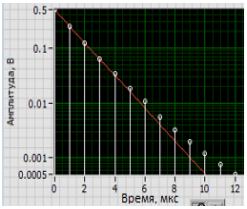
Рис. 2

Результаты обработки регистрируемого сигнала позволяют утверждать, что длительность переходного процесса при переключении мод превышает по величине $\tau_{пер} \geq$ 1 мкс. Это означает, что процесс модовых переключений демонстрирует динамику, значительно более медленную, чем характерные временные релаксационные константы в активном слое излучателя, и определяется, таким образом, стохастической природой наблюдаемого нелинейного отклика системы.

Основным статистическими параметрами, характеризующими процесс переключения мод в бистабильном режиме излучателя, можно считать вероятностное распределение и среднее значение для времени пребывания моды в одном из двух состояний [8]. На рис. 3 представлены расчетные зависимости плотности распределения вероятностей времен жизни в конкретной моде в случае симметричного переключения мод (a) и при доминировании в спектре одной из мод генерации (b). Среднее время жизни каждой из мод в случае симметричного режима составляет $<\tau>\sim$1 мкс, а случае асимметричного $<\tau> \sim$ 1,5 мкс. Характерный вид распределения (рис. 3) свидетельствует о соответствии наблюдаемой в исследованных VCSEL-лазерах динамики переключений и стохастической модели, приводящей к экспоненциальному распределению Крамерса [8].



(a)



(b)

Рис. 3

С другой стороны, сравнение данного типа лазера с торцевыми полупроводниковыми излучателями демонстрирует значительно более высокую скорость переключения мод генерации в точках неустойчивости (на порядок и выше). Такое проявление связано, по-видимому, с более коротким оптическим резонатором в VCSEL-лазерах (5 – 10 мкм) и, соответственно, с более быстрым взаимодействием полей конкурентных мод через общую инверсию. Другой аспект, присущий рассмотренной конфигурации излучателей, заключается в повышенной чувствительности работы VCSEL-лазеров к возникающей при технологическом росте структур оптической анизотропии параметров резонатора и активного слоя, что, по своему воздействию, эквивалентно повышенному уровню шумов в лазерной системе. Детальная модель происходящих при этом процессов требует отдельного рассмотрения на основе численного решения скоростных уравнений лазерной генерации.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о наличии в VCSEL-лазерах характерных стохастических режимов в режиме бистабильного переключения состояний генерируемых мод. Проведенные в данной работе исследования показали также, что бистабильный режим генерации сопровождается переключением поляризации мод, отражающим некоторую несимметрию параметров излучателя технологического происхождения. Также можно утверждать, что полученные результаты указывают на то обстоятельство, что стохастические процессы в торцевых лазерах и лазерах с вертикально-излучающим резонатором обнаруживают качественное соответствие общей стохастической модели.

[1] Ohtsu M., Teramachi Y. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. P. 31.
[2] Gray G.R., Roy R. // J. Opt. Soc. Am. 1991. Vol. B 8, № 3. P. 632.
[3] Pedaci F., Giudici M., Giacomelli G. // Appl. Phys. 2005. Vol. B 81. P. 993.
[4] van Exter M.P., Jansen van Doom A.K., Hendriks R.F.M., and Woerdman J.P. // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 202.
[5] Giacomelli G., Marin F., Gabrysch M., Gulden K.H., Moser M. // Optics Communications. 1998. Vol.146. P. 136.
[6] Martin-Regalado J., Prati F., San Miguel M., and Abraham N.B. // IEEE J.Quant.Electron. 1997. Vol. 33, № 5. P. 765.
[7] Вавилов М.В., Маругин А.В. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. 14 - 26 мая 2021 г. – Н. Новгород: ННГУ, 2021. С. 62.
[8] Lepri S., Cavalieri S., Oppo G.-L., and Wiersma D.S. // Phys. Rev. A. 2007. Vol. 75. P. 063820.

ГЕНЕРАТОР КОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ НА ОСНОВЕ ГИБРИДНОГО ЛАЗЕРА-ТИРИСТОРА С УВЕЛИЧЕННОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

К.С. Жидяев, С.М. Некоркин, А.Б. Чигинева, Н.В. Байдусь, И.В. Самарцев, А.А. Себина

НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Приведены результаты исследований спектральных, пространственных, энергетических и временных характеристик действующего макета релаксационного генератора на основе гибридного многоямного лазера-тиристора с выходом части излучения в подложку. Получены оптические импульсы лазерного диода с максимумом излучения на длине волны 1017 нм, длительностью 80 нс и пространственной расходимостью излучения 11^0 в плоскости перпендикулярной p-n-переходу. Длительность фронта токовых импульсов в цепи генератора не превышала 2-3 нс. В макете использовались разработанные в НИФТИ ННГУ оригинальные полупроводниковые чипы, выращенные методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС): низковольтный GaAs динистор, InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазер с увеличенной активной областью и резистивный элемент на основе InAs.

В настоящее время генерация коротких импульсов тока большой амплитуды для нагрузки с низким импедансом реализуется при помощи дискретных схем на основе Si или GaN полевых транзисторов с внешним управлением. Такими импульсами тока производят накачку мощных полупроводниковых лазерных диодов для формирования коротких оптических импульсов, например, во времяпролетных камерах. Наличие дискретных схем с большим числом электронных компонентов приводит как к увеличению массогабаритных параметров, так и к появлению паразитных индуктивных связей, что критично для генерации импульсов тока наносекундной длительности. Уменьшение паразитных явлений возможно при повышении степени интеграции и снижении числа электронных компонентов цепи [1]. Применение схемы релаксационного генератора на тиристоре с минимальным числом электронных компонентов позволяет получить короткие импульсы тока большой амплитуды с малой длительностью фронта. Замена в этой схеме обычного тиристора на лазер-тиристор обеспечит также генерацию мощных и коротких оптических импульсов. Поэтому целью настоящей работы являлась реализация релаксационного генератора на основе гибридного лазера-тиристора с использованием уникальных компонентов для улучшения характеристик излучаемых импульсов.

Для успешной реализации генератора коротких оптических импульсов в данной работе использовался гибридный лазер-тиристор, который состоял из отдельных монолитных чипов лазера и тиристора. Тиристорная структура выращивалась методом ГФЭ МОС на подложке n^+-GaAs и представляла собой четырехслойную *p-n-p-n*-конструкцию из слоев GaAs, легированных кремнием (n-тип) и углеродом (p-тип). Эмиттерные слои толщиной 0,3 мкм легировались до концентрации $2\cdot10^{17}$ $см^{-3}$. Базовая область p-типа имела толщину 2 мкм, концентрацию носителей заряда – $3{,}5\cdot10^{16}$ $см^{-3}$. Во второй базе толщиной 1,9 мкм концентрация носителей была снижена до $2\cdot10^{16}$ $см^{-3}$. Из пластины с выращенной структурой с помощью металлизации, фо-

толитографии и химического травления изготавливались чипы диодных тиристоров (динисторов) размером 5×5 мм^2.

Изготовленные GaAs-динисторы имели S-образную вольт-амперную характеристику (ВАХ) и обладали двумя устойчивыми состояниями: открытым и закрытым. В импульсном режиме прямая ветвь ВАХ в открытом состоянии (рис. 1) имела несколько линейных участков с разным наклоном. Аппроксимируя каждый участок, получили, что дифференциальное сопротивление GaAs-динистора уменьшается от 0,50 Ом (при токах до 4 А) до 0,05 Ом (при токах более 40 А), что может быть связано с увеличением излучательной рекомбинации в базовых областях динистора при больших токах [2]. Низкое дифференциальное сопротивление GaAs-динистора в открытом состоянии дает возможность использовать его для коммутации значительного тока на низкоомную нагрузку, например, для накачки полупроводникового лазерного диода.

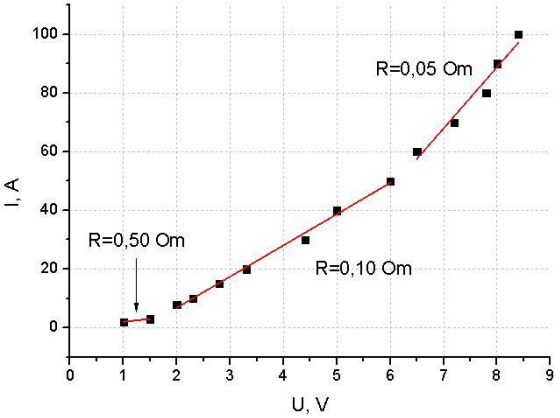


Рис. 1

Табл.

№	Слой	Толщина, нм	Концентрация носителей, см$^{-3}$
1	GaAs: Si	500	$2\cdot10^{18}$
2	AlGaAs: Si	100	$5\cdot10^{17}$
3	GaAs: Si	300	-
4	InGaAs	11	-
5	GaAs	25	-
6	GaAsP	15	-
7	GaAs	25	-
9-20	Повтор 5-8 слоев 3 раза		
21	InGaAs	11	-
22	GaAs	300	-
23	GaAs: C	300	$(6\text{-}8)\cdot10^{16}$
24	AlGaAs: C	500	$(1\text{-}2)\cdot10^{18}$
25	Grad AlGaAs	100	10^{18} - $5\cdot10^{19}$
26	GaAs: C	150	$5\cdot10^{19}$

Гетероструктура, на основе которой были изготовлены чипы лазерных диодов, выращивалась методом ГФЭ МОС на подложке n^+-GaAs (Табл.). Волновод толщиной 1,49 мкм состоял из 5 квантовых ям (КЯ) InGaAs/GaAs и компенсирующих слоев GaAsP, ограничительный слой AlGaAs со стороны подложки был сравнительно тонким (100 нм). Из полученной структуры, методами химического травления, ионной имплантации и металлизации, изготавливались лазерные чипы полосковой геометрии с шириной активной области 360 мкм и длинами резонатора (L) 1 и 0,5 мм. В работе использовались чипы лазерных диодов без нанесения на грани просветляющих и отражающих диэлектрических покрытий.

Спектральные и пространственные характеристики изготовленных лазерных диодов, измеренные в постоянном режиме накачки, показали усиленное оптическое излучение с максимумом на длине волны λ=1017 нм и шириной на полувысоте 4 нм. Для лазеров с длиной резонатора 0,5 и 1 мм пороговый ток составлял (1,29 - 1,58) А и (1,90 - 2,28) А, соответственно. На

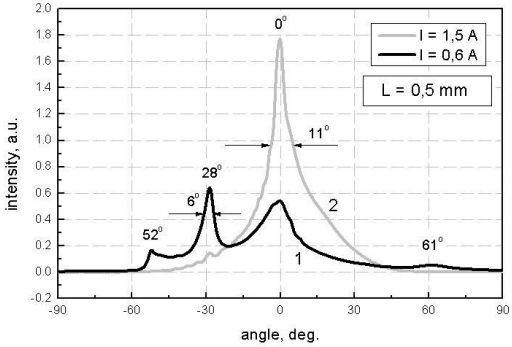


Рис. 2

рис. 2 приведена диаграмма направленности лазерного диода (L=0,5 мм) в плоскости перпендикулярной p-n-переходу в допороговом (кривая 1) и послепороговом (кривая 2) режимах. Кривая 2 имеет один пик (0^0) шириной 11^0, что в несколько раз меньше, чем у обычных полупроводниковых лазеров с шириной пика более 40^0. На кривой 1 появляются два дополнительных пика излучения (28^0 и 52^0). Такое изменение диаграммы направленности свидетельствует о том, что в допороговом режиме работы происходит вытекание мод первого (28^0) и второго (52^0) порядков благодаря достаточно тонкому ограничительному слою AlGaAs (100 нм) со стороны подложки и выполнению условия: эффективный показатель преломления возбуждаемых мод (n_{eff}) меньше показателя преломления подложки (n_s) [3]. При увеличении тока накачки происходит локальный разогрев активной области, приводящий к росту показателя преломления в области КЯ, и, следовательно, к увеличению n_{eff}. При незначительном превышении n_{eff} над n_s происходит частичное вытекание фундаментальной моды в подложку на глубину до 15 мкм, что равнозначно увеличению выходной апертуры лазерного диода в плоскости перпендикулярной p-n-переходу. Отметим, что при удвоении длины резонатора (L=1 мм) в послепороговом режиме работы происходит уширение пика диаграммы направленности до 18^0. Вероятно, в чипах с более длинными резонаторами разогрев происходит сильнее, поэтому n_{eff} увеличивается больше, и локализация моды становится существеннее [3].

На описанных выше электронных компонентах реализована схема релаксационного генератора на тиристоре (рис. 3), где R_1 варьировалось от 5 до 6 кОм; R_2 = 0,5 Ом; C = 100 нФ. Вместо тиристора использовался гибридный лазер-тиристор LT, состоявший из соединенных последовательно многоямного гетеролазера LD и GaAs-динистора D с напряжением переключения $U_{прк}$=12 В. В качестве резистора R_2 использовался изготовленный в НИФТИ пленочный резистивный элемент на основе эпитаксиального слоя n^+-InAs, выращенного методом ГФЭ МОС на полуизолирующей подложке i-GaAs. Гибридный лазер-тиристор, резистор R_2 и конденсатор C были собранны в единый модуль размером 8×10×12 $мм^3$ с проволочными выводами.

На схему подавалось напряжение питания $U_и$ меньше $U_{прк}$ динистора, поэтому после зарядки конденсатора динистор оставался в закрытом состоянии. Переключение

динистора в открытое состояние производилось путем освещения его поверхности внешним полупроводниковым лазером с длиной волны $\lambda = 800$ нм, который так же был выращен в НИФТИ методом ГФЭ МОС. При этом происходила разрядка конденсатора, и формировался одиночный короткий токовый импульс с малой длительностью фронта. При помощи фотопреобразователя ФК-19 фиксировался оптический импульс, излучаемый лазерной частью лазера-тиристора. На рис. 4 приведены осциллограммы импульса тока, снятого с резистора R_2, и оптического импульса ($U_и$=11 В).

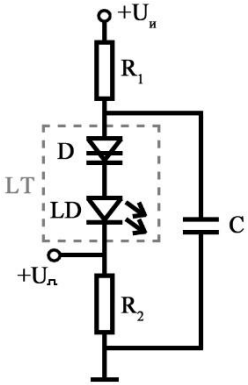


Рис. 3

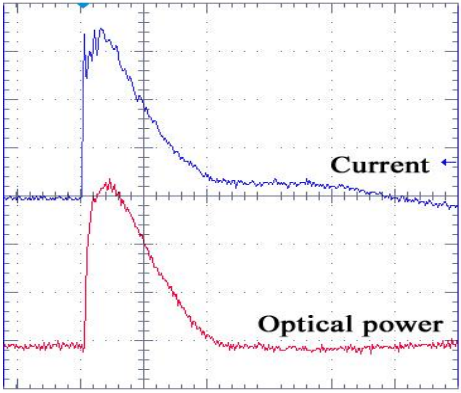


Рис. 4

Импульсы тока имели длительность 80 нс и амплитуду до 7,4 А. Длительность фронта составила 2-3 нс, что соответствует скорости нарастания тока 2,4 кА/мкс. Длительность оптического импульса равнялась 80 нс, а мощность излучения достигала 4 Вт. Так же была получена генерация импульсов в периодическом режиме работы, путем подачи на генератор напряжения питания больше напряжения переключения тиристора. Отметим, что форма импульсов в периодическом режиме не отличалась от импульсов, которые были получены в одиночном режиме.

Таким образом, в настоящей работе был показан релаксационный генератор на основе гибридного многоямного лазера-тиристора с выходом части излучения в подложку, с которого были получены токовые и оптические импульсы длительностью 80 нс, амплитудой 7,4 А и мощностью 4 Вт, соответственно. Длительность фронта токового импульса не превышала 2-3 нс, а скорость нарастания тока составила 2,4 кА/мкс. Благодаря оригинальной конструкции волновода лазерной части лазера-тиристора получены оптические импульсы с пространственной расходимостью излучения 11^0 в плоскости перпендикулярной p-n-переходу на длине волны 1017 нм.

[1] Slipchenko S.O., Podoskin A.A. et al. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2020. Vol. 67, № 1. P. 193.
[2] Алферов Ж.И., Корольков В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 5. С. 201.
[3] Байдусь Н.В., Некоркин С.М. и др. // ФТП. 2016. Т. 50, № 11. С. 1509.

АНАЛИЗ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ ВКЛЮЧЕНИЯ КВАНТОВО-КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ТРАПЕЦИЕВИДНОГО ИМПУЛЬСА ТОКА НАКАЧКИ

К.В. Кусакина[1, 2)]

[1)] *Филиал МГУ им.М.В. Ломоносова в г. Сарове*
[2)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Благодаря своим свойствам, квантово-каскадные лазеры (ККЛ) имеют огромный потенциал для их использования в таких областях науки и технологий, как ИК-спектроскопия, включая экологический мониторинг среды, дистанционное зондирование (в лидарных системах), беспроводные оптические линии связи и многое другое [1, 2]. Однако для ряда применений критически важным фактором является быстродействие ККЛ, что требует, в частности, понимания развития отклика лазеров на импульс тока накачки. Для оценки быстродействия ККЛ в литературе было введено понятие времени задержки включения, которое определяется как время между достижением током накачки его порогового значения и моментом достижения излучением определенного уровня, например, несколько процентов от максимальной выходной мощности.

Как правило, аналитические расчеты времени задержки проводятся на основе однородных скоростных уравнений для трехуровневой системы. При использовании такого подхода в [3] было получено аналитическое решение для времени задержки ККЛ в случае ступенчатой накачки с нулевым временем нарастания фронта. Предсказанные авторами значения задержки включения находятся на уровне десятков пикосекунд и убывают с нарастанием амплитуды тока накачки. Однако представленные в [4] экспериментальные данные, полученные для двух разных ККЛ, свидетельствуют о наносекундных временах задержки, что на 1-2 порядка превышает аналитические значения [3]. Кроме того, экспериментальные результаты демонстрируют другие, более сложные, качественные зависимости.

Целью данной работы являлось получение аналитических зависимостей задержки включения при накачке трапециевидным импульсом тока. Считалось, что после линейно нарастающего со временем переднего фронта ток выходит на стационарное значение и не снижается.

В процессе расчетов было выделено пять режимов генерации в зависимости от момента, когда в резонаторе достигается необходимое число фотонов, то есть 0.1%, 1% или 10% от максимального числа фотонов:

- Необходимое число фотонов достигается на участке времени, где спонтанные процессы еще учитываются при расчете, ток накачки не успевает выйти на стационарное значение;
- Ток выходит на стационарное значение раньше, чем в резонаторе развивается необходимое число фотонов, спонтанные процессы учитываются;
- К моменту достижения необходимого числа фотонов ток не успевает выйти на стационарное значение, спонтанные процессы пренебрегаются, число фотонов не успевает выйти на квазистационарное приближение. Здесь и далее под квазистационарным приближением понимается такое поведение числа фотонов в резонаторе, при котором оно «успевает отслеживать» изменения тока накачки и

становится равным стационарному значению числа фотонов при накачке стационарным током с тем же значением, которое имеет в данный момент линейно-нарастающая накачка;

- Спонтанные процессы пренебрегаются, ток выходит на стационарное значение раньше, чем возникает необходимое число фотонов, квазистационарное приближение не работает;
- Число фотонов выходит на квазистационарное приближение.

В соответствии с выделенными режимами генерации были получены аналитические формулы для задержки включения. Результаты аналитических и численных расчетов приведены на рис. 1 – рис. 3. Численные расчеты проведены методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

На рис. 1 приведены зависимости времени задержки t_{delay} от характерного времени нарастания тока накачки $\frac{J_{th}}{\alpha}$, где J_{th} - пороговое значение тока накачки, α – скорость накачки. Накачка выходит на стационарное значение $J_{st} = 1.01\,J_{th}$. Сплошными линиями построены результаты численных расчетов, звездочками – результаты аналитических расчетов.

На рис. 2 также приведены зависимости времени задержки от характерного времени нарастания накачки, но для стационарного значения тока $J_{st} = 1.1\,J_{th}$.

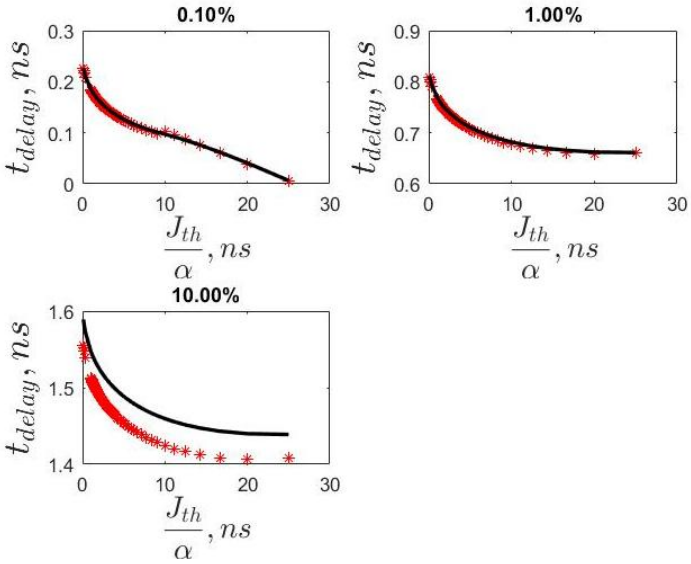


Рис. 1

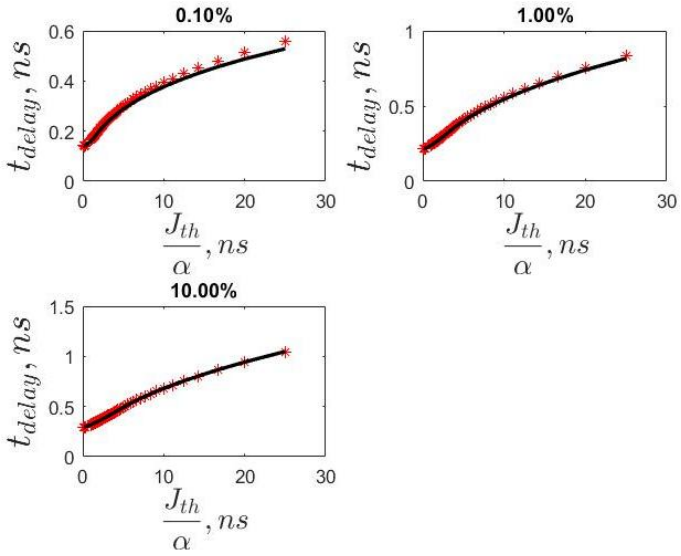


Рис. 2

Рис. 1 и рис. 2 демонстрируют хорошее соответствие аналитики численным расчетам. Устремление к нулю времени задержки на рис. 1 в случае 0.1% излучения при больших временах нарастания тока сменяется устремлением времени включения в отрицательную область.

На рис. 3 приведены зависимости времени включения ККЛ от отношения стационарного значения тока и порогового значения $\frac{J_{st}}{J_{th}}$ при фиксированном характерном времени нарастания накачки $\frac{J_{th}}{\alpha} = 1$ нс. Результаты численных расчетов построены сплошной линией, результаты аналитических расчетов – звездочками. Рис.3 также демонстрирует хорошее соответствие аналитики численным расчетам. Также из рис. 3 следует, что при фиксированной скорости нарастания накачки α время задержки перестает уменьшается с увеличением стационарного значения тока, а для 0.1 % от стационарного числа фотонов оно явно начинает возрастать. Наблюдаемый после уменьшения времени включения промежуток его увеличения при увеличении тока приходится на третий режим генерации, когда необходимое число фотонов достигается раньше, чем ток успевает «выйти на полку». Это означает, что при рассмоторении двух стационарных значений тока $J_{st1} < J_{st2}$ до момента времени $\mathrm{t}^* = \frac{J_{st1}}{\alpha}$ число фотонов в обоих системах развивается совершенно одинаковым образом, и так как большему значению стационарного тока соответствует большее значение необходимого числа фотонов, то время задержки в системе с J_{st2} также оказывается выше. Что касается 1% и 10% от стационарного числа фотонов, то для них время включения также демонстрирует увеличение с

возрастанием накачки, приходящееся на третий режим генерации, однако ввиду масштаба оно не так ярко выражено.

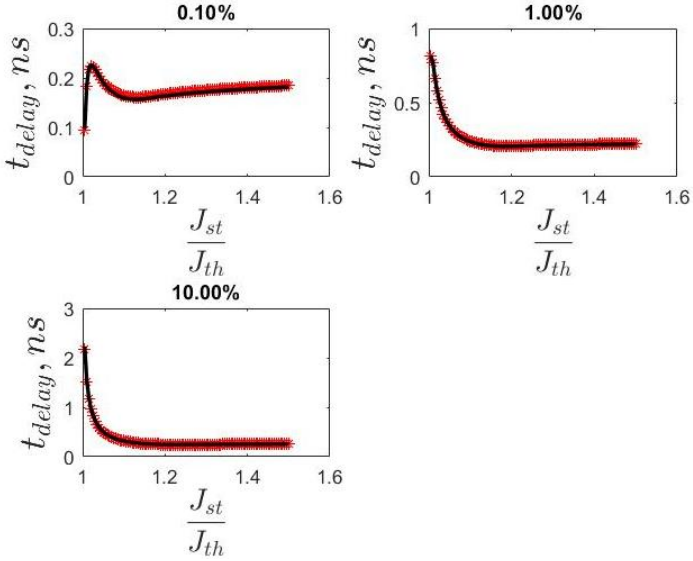


Рис. 3

Результаты аналитических и численных расчетов свидетельствуют о существенной зависимости времени задержки включения ККЛ от скорости нарастания тока накачки и дают и будут учтены при планировании дальнейших экспериментов по измерению времени задержки, как и результаты, продемонстрированные на рис. 3.

[1] Pang X, Ozolins O., Zhang L. et al. // Physica Status Solidi A. 2021. Vol. 218. P. 2000407.
[2] Schwarm K. et al. // Applied Physics B. 2020. Vol. 126. P. 9.
[3] Hamadou A., Lamari S., Thobel J.L. // Journal of Applied Physics. 2009. Vol. 105. P. 093116.
[4] Cherotchenko E.D., Dudelev V.V., Mikhailov D.A. et al. // Journal of Lightwave Technology. 2021. Vol. 40. P. 2104.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В Cr:CdSe ЛАЗЕРОВ С ПОДВИЖНЫМ АКТИВНЫМ ЭЛЕМЕНТОМ

В.О. Рябов[1, 2], М.В. Волков[1], Н.Г.Захаров[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Филиал МГУ им. М. В. Ломоносова в г. Саров

Введение

Лазеры на основе кристаллов халькогенидов, легированных двухвалентными ионами хрома (ZnSe, ZnS, CdSe, CdS, CdTe и др.), позволяют получать эффективную генерацию с перестраиваемой длиной волны в диапазоне от 2 до 3,6 мкм [1]. Основная проблема получения лазерного излучения высокой средней мощности с хорошим качеством пучка в данных средах связана с большими значениями термооптической постоянной dn/dT, что приводит к возникновению сильной тепловой линзы. Для существенного уменьшения роли тепловой линзы можно использовать схемы с подвижным активным элементом [2]. Уменьшение нагрева активного элемента путем механического удаления его из области накачки и генерации позволяет существенно снизить влияние тепловых эффектов и расширить диапазон работы лазера в одномодовом режиме.

Результаты

Работа посвящена моделированию нагрева подвижных активных элементов из CdSe и оценок возникающих оптических неоднородностей. Задача нагрева подвижного активного элемента является трехмерной и нестационарной. Решение такой задачи требует очень больших объемов памяти и временных затрат. Для сокращения времени счета задача теплопроводности для подвижного активного элемента разбивалась на две части: стационарную и нестационарную. На первом этапе тепловыделение «размазывается» по траектории пучка накачки и находится примерное распределение температуры активного элемента. Полученное при решении стационарной задачи распределение температуры далее используется в качестве начальных условий для нестационарной задачи.

При численном моделировании рассматривались активные элементы из Cr:CdSe в форме параллелепипеда. Предполагалось, что мощность тепловыделения составляет 30% от мощности излучения накачки. Показано, что возникающие в процессе работы лазера оптические неоднородности можно разделить на три составляющие. Первая – неоднородность, связанная с нагревом среды непосредственно за время прохода через область накачки. Эта неоднородность определяется только плотностью тепловыделения и никак не связана с системой охлаждения активного элемента. Величина этой неоднородности обратно пропорциональна скорости вращения активного элемента. Две другие неоднородности – клин и линзоподобная неоднородность в радиальном направлении. Они связаны с отводом тепла из активной области и напрямую зависят от мощности накачки.

Заключение

Показано, что качество пучка в Cr:CdSe лазерах напрямую зависит от скорости перемещения активного элемента, а предельная мощность излучения определяется эффективностью резонатора и эффективностью системы охлаждения активного элемента.

[1] Mirov S., Fedorov V., Moskalev I., Martyshkin D., and Kimet Ch. // Laser & Photon. 2010. Rev. 4, №. 1. P. 21.
[2] Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V. // Optics Express. 2016. Vol. 24, №. 18. P. 21090.

ЛАЗЕР НА ОСНОВЕ CR^{2+}:CDSE С МОЩНОСТЬЮ НЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ БОЛЕЕ 20 ВТ

Н.Г. Захаров[1)], В.И. Лазаренко[1)], Е.В. Салтыков[1)], А.А. Лобанова[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г.Саров

Аннотация

Тепловые линзы ограничивают выходную мощность лазеров на активной среде Cr^{2+}:CdSe уровнем ~ 1 Вт, так как среда обладает неблагоприятными теплофизическими свойствами: низкой теплопроводностью и высоким значением термооптического коэффициента. Переход от классической схемы построения лазерного источника к схеме с подвижной активной средой позволил достичь более 20 Вт непрерывной генерации в кристалле Cr^{2+}:CdSe.

Введение

Среди лазерных сред на основе соединений A^2B^6, легированных ионами Cr^{2+}, кристалл CdSe позволяет получать генерацию в наиболее длинноволновом диапазоне, достигающем ~ 3,3 мкм, что перекрывает область поглощения углеводородов. Это делает лазеры на основе активных элементов Cr^{2+}:CdSe перспективным инструментом дистанционного детектирования утечек из магистральных газопроводов, а также контроля эмиссии парниковых газов [1]. Однако характерные для кристалла CdSe низкая теплопроводность и высокое значение термооптического коэффициента приводят к возникновению в активных элементах сильных тепловых линз [2], что ограничивает выходную мощность Cr^{2+}:CdSe лазеров уровнем ~ 1 Вт [1,2]. В настоящей работе указанный барьер был преодолен за счет перехода от классической схемы построения лазерного источника к схеме с подвижной активной средой.

Уменьшение нагрева активной среды было достигнуто путем механического удаления ее из области накачки и генерации, что позволило существенно снизить влияние тепловых эффектов и расширить диапазон работы лазера в одномодовом режиме. Ранее подобный подход был использован для получения мощного непрерывного излучения на кристалле Cr^{2+}:ZnSe [3].

Методика эксперимента

Оптическая схема Cr^{2+}:CdSe лазера приведена на рис. 1. В качестве источника накачки использовался тулиевый волоконный лазер, генерирующий излучение на длине волны 1,908 мкм (1). Излучение накачки фокусировалось в активный элемент с помощью линзы с фокусным расстоянием 100 мм, при этом пятно накачки составило 230 мкм. Резонатор был образован двумя зеркалами (2, 3) и внутрирезонаторной линзой (4). Расстояния между оптическими элементами приведены на рис. 1 в мм. Глухое плоское зеркало (2) обладало высоким

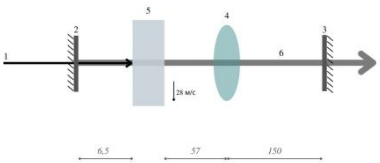


Рис. 1

коэффициентом отражения на рабочей длине волны и пропусканием ~ 99 % на длине волны накачки. Выходное сферическое зеркало (3) с радиусом кривизны $R = 200$ мм обладало коэффициентом отражения ~ 85 %. Внутрирезонаторная линза (4) с фокусным расстоянием 50 мм была просветлена в диапазоне длин волн от 1,9 до 2,8 мкм.

Кристалл (5) Cr^{2+}:CdSe длиной 4,5 мм был выращен из паровой фазы и имел просветленные и полированные торцы, перемещался перпендикулярно оси резонатора со скоростью 28 м/с.

Для расчета лазерных характеристик использовалась двумерная численная модель Cr^{2+}:CdSe лазера, основанная на решении одномерных уравнений переноса лазерного излучения. При моделировании лазерного излучения в поперечном направлении на входе в активную среду распределение интенсивности считалось гауссовым.

Результаты и обсуждение

На рис. 2 представлены расчетная и экспериментальная зависимости мощности излучения Cr^{2+}:CdSe лазера от мощности накачки, падающей на переднюю грань активного элемента. Порог генерации был достигнут при мощности накачки 5 Вт. Максимальная мощность генерации при этом составила 22,5 Вт при дифференциальном КПД 30% и максимальный оптическом КПД 28%. Дифференциальный КПД генерации оставался практически неизменным вплоть до максимальной доступной в эксперименте мощности накачки 80 Вт.

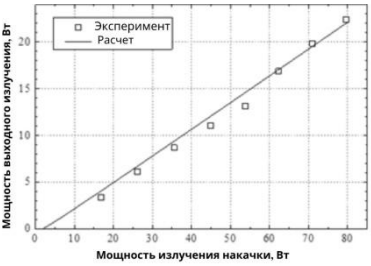


Рис. 2

Расчетная зависимость мощности генерации Cr^{2+}:CdSe лазера от мощности накачки была получена при величине внутрирезонаторных потерь 15,8 %. В целом наблюдается хорошее согласие расчета с экспериментом. Довольно высокое значение внутрирезонаторных потерь может быть связано как с качеством просветляющих покрытий на активном элементе, так и с поглощением атмосферы. Небольшие отличия расчетов от экспериментальных данных при низких уровнях мощности накачки, скорее всего, связаны с тем, что движение активной среды не учитывалось.

Заключение

Таким образом, в ходе экспериментов мощность генерации Cr^{2+}:CdSe лазера с подвижной активной средой достигла уровня 22,5 Вт. Дифференциальный КПД генерации, равный 30%, был сравним с дифференциальным КПД Cr^{2+}:CdSe лазера с неподвижным активным элементом, который составил 31% [1]. При этом в настоящих экспериментах не наблюдалось снижения КПД вплоть до максимальной доступной мощности накачки 80 W. Следующий этап исследований Cr^{2+}:CdSe лазера с подвижной активной средой предполагает получение генерации в спектральной области среднего ИК на длине волны 3,3 мкм.

[1] Захаров Н.Г., Воронцов К.В., Фролов Ю.Н., Великонов С.Д., Мухин А.В., Ларионов А.В., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015. 42, № 17. С. 216.
[2] Tarabrin M.K., Ustinov D.V., Tomilov S.M., Lazarev V.A., Karasik V.E., Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Skasyrsky Yan K., and Frolov M.P. // Optics Express. 2019. Vol. 27, №. 9. P. 12090.
[3] Moskalev I., Mirov S., Mirov M., Vasilyev S., Smolski V., Zakrevskiy A., Gapontsev V. // Optics Express. 2016. Vol. 24, №. 18, P. 21090.

СНИЖЕНИЕ ПОРОГА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПРИ СОГЛАСОВАНИИ ОПТИЧЕСКИХ ДЛИН РЕЗОНАТОРОВ НАКАЧКИ И ПГС

Н.Г. Захаров[1)], Р.А. Зорин[1)], В.И. Лазаренко[1)], А.С. Сафронов[1)], К.А. Туляков[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Саров

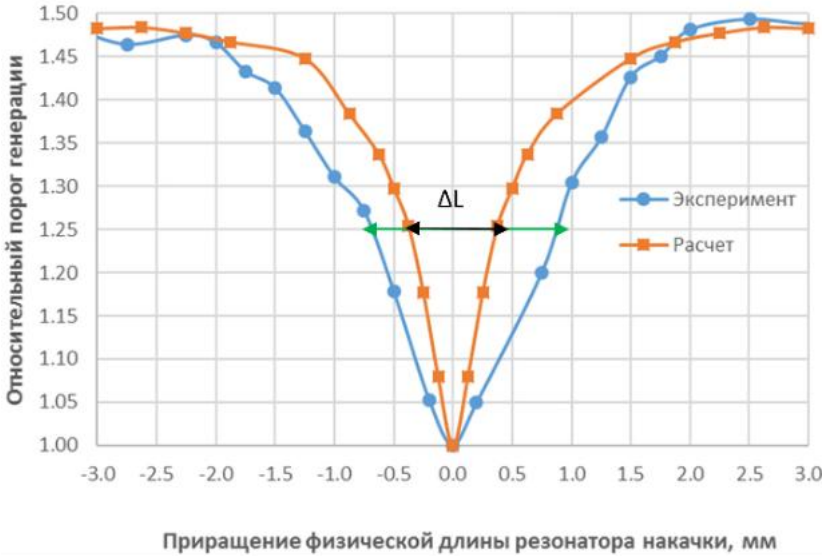
Введение

Параметрический генератор света (ПГС) – эффективное средство преобразования излучения накачки в длинноволновый спектральный диапазон, широко применяемое в составе компактных лазерных источников, разрабатываемых в интересах медицинских и экологических приложений.

Одна из основных технологических проблем создания ПГС с высоким коэффициентом преобразования обусловлена высоким порогом параметрической генерации, достигаемым, как правило, при плотностях энергии накачки, сравнимых с порогом повреждения нелинейного кристалла. Эффективным средством снижения порога служит двухрезонансная схема ПГС, обеспечивающая высокую добротность резонатора как для сигнальной, так и для холостой волны генерации. Однако, при использовании источника накачки, излучение которого включает множество продольных мод, порог генерации двухрезонансного ПГС оказывается существенно выше, чем для одномодового источника, вследствие флуктуации фазовых соотношений (ФФС) взаимодействующих волн. В тех случаях, когда использование одномодового источника накачки нецелесообразно в виду чрезмерного усложнения конструкции прибора, эффект ФФС может быть частично нивелирован за счет согласования оптических длин резонаторов накачки и ПГС [1].

Результаты

Проведены экспериментальные и расчетно-теоретические исследования двухрезонансного ПГС на основе нелинейно кристалла $ZnGeP_2$, генерирующего излучение в диапазоне от 3,5 до 5,0 мкм, с накачкой излучением Ho:YAG лазера. На рисунке ниже приведены расчетная и экспериментальная зависимости относительного порога параметрической генерации от изменения физической длины резонатора лазера накачки. Расчет и эксперимент демонстрируют существенное (в ~ 1,5 раза) снижение порога параметрической генерации при согласовании длин резонаторов накачки и ПГС. Полуширина пика зависимости составила, согласно эксперименту, ~ 1,3 мм приращения физической длины, в то время как расчет предсказывает меньшее значение ~ 0,8 мм. Как расчет, так и эксперимент показывают, что в условиях согласования оптических длин резонаторов спектр генерации приобретает ярко выраженную кластерную структуру.



Заключение

Приведены расчетные и экспериментальные зависимости порога параметрической генерации от длины резонатора лазера накачки. Продемонстрировано приемлемое согласование расчётных и экспериментальных данных. Показано, что при согласовании оптических длин резонаторов, порог генерации уменьшается в ~ 1,5 раза.

[1] Arisholm G. et al. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, №. 22. P. 1654.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 17 мая 2022 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»

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

ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОТЕПЛОВОЙ МОДЕЛИ ПРОБОЯ ВУНША-БЕЛЛА-ТАСКА К ОЦЕНКЕ СБОЕУСТОЙЧИВОСТИ СУБМИКРОННЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последнее время во всем мире наблюдается процесс увеличения числа центров по исследованию изделий микро- и наноэлектроники с помощью лазерных источников ультракоротких импульсов. Одним из практических приложений сфокусированного лазерного излучения фемто-, пико- и наносекундной длительности является имитация воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства на параметры изделий микро- и наноэлектроники [1]. Интерес к лазерным имитаторам обусловлен их возможностью направленного воздействия на отдельные участки микросхемы с целью выявления наиболее критичных элементов изделия. Это позволяет не только оценить параметры стойкости микросхемы к воздействию тяжелых заряженных частиц, но и указать критические узлы изделия, снижающие его сбоеустойчивость в целом. При этом существенно возрастает технико-экономическая эффективность опытно-конструкторских работ по созданию электронной компонентной базы за счет возможности оперативного внесения изменений в конструкцию и технологию изготовления разрабатываемого изделия.

Традиционно основное внимание уделяется оценке эквивалентности величины выделенной энергии в пятне локально сфокусированного лазерного излучения и в треке тяжелой заряженной частицы, а также определению коэффициента пропорциональности между энергией лазерного импульса и линейными потерями энергии тяжелых заряженных частиц [2]. Однако с уменьшением топологических норм элементов до субмикронных масштабов может реализоваться ситуация, когда лазерное излучение одновременно «засвечивает» сразу несколько транзисторов в ячейке памяти, что не наблюдается при воздействии тяжелых заряженных частиц. Кроме того, характерные времена переключения субмикронных элементов становятся сравнимы с длительностью переходных ионизационных процессов при воздействии тяжелых заряженных частиц и имитирующих их лазерных импульсов. Это нарушает критерий оценки сбоеустойчивости микросхемы по величине собранного заряда (так называемый, дозовый критерий стойкости [3]), делая зависимым процесс переключения от формы импульса ионизационного тока [4]. Наконец, в субмикронных структурах важную роль начинают играть эффекты, связанные с горячими носителями заряда, в том числе неравновесными, возникающими при воздействии тяжелых заряженных частиц [3].

Объект исследований

В качестве объекта теоретических и экспериментальных исследований была выбрана шеститранзисторная ячейка статической памяти с проектными нормами 0,24 мкм, изготавливаемая по технологии «кремний на изоляторе». Из рис. 1 видно, что сфокусированное до диаметра 2,5 мкм (что близко к дифракционному пределу для

длины волны излучения 1064 нм) лазерное излучение может одновременно воздействовать на три транзистора в ячейке. С дальнейшим уменьшением топологических норм возможна «засветка» всей ячейки.

Математическая модель

Для исследования сбоеустойчивости изделий микро- и наноэлектроники при воздействии тяжелых заряженных частиц и имитирующих их лазерных импульсов широко используется метод смешанного приборно-схемотехнического моделирования [4]. Особенностью предлагаемого подхода является учет влияния длительности лазерного импульса по модели, аналогичной модели электротеплового пробоя Вунша-Белла-Таска [5, 6]. В этом случае электрический заряд, требуемый для переключения элемента памяти Q, в зависимости от длительности приложенного воздействия t, будет описываться по формуле

$$Q = q\left(\frac{4}{3}\pi a^3 + 4\pi a^2\sqrt{Dt} + \frac{8}{3}\pi aDt\right)\Delta n. \qquad (1)$$

Здесь q – заряд электрона, Δn – разность концентраций носителей заряда в треке тяжелой заряженной частицы и в невозмущенной области, a – радиус сферической области трека, D – коэффициент диффузии носителей заряда.

Результаты и обсуждение

Для проверки предложенного подхода был проведен расчет зависимости энергии переключения ячейки памяти от длительности возмущения (рис. 2) для различных вариантов воздействия: (1) – на всю ячейку памяти (шесть транзисторов), (2) – на три транзистора, (3) – на два транзистора, (4) – на один транзистор. Расчет проведен методом смешанного приборно-схемотехнического моделирования (—). В формуле (1) (- - -) варьировался радиус области возмущения: a_1 = 0,33 мкм, a_2 = 0,16 мкм, a_3 = 1,55 мкм, a_4 = 0,07 мкм и коэффициент диффузии носителей заряда: D_1 = 0,06 см^2/с, D_2 = 0,12 см^2/с, D_3 = 1,2 см^2/с, D_4 = 0,26 см^2/с.

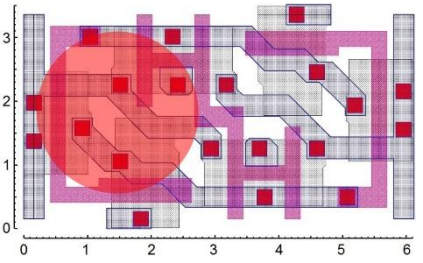


Рис. 1

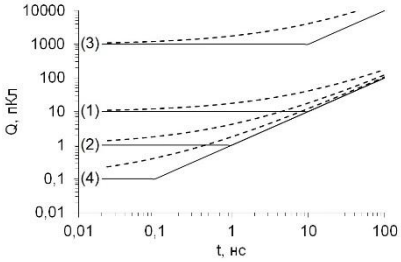


Рис. 2

Для проверки полученного результата был проведен облучательный эксперимент с использованием лазеров нано- (□, - - -) и пикосекундной (◊, —) длительности (рис. 3) с длиной волны 1064 нм, что исключало разогрев электронно-дырочного газа [7, 8],

а также ионов (•, —) различной массы и энергии (рис. 4). Аппроксимация экспериментальных результатов (□, ◊, •) проводилась функцией Вейбулла (—, - - -)

$$\sigma(J) = \sigma_0\left(1 - exp\left(-\left(\frac{J - J_0}{W_J}\right)^s\right)\right), \quad (2а)$$

$$\sigma(L) = \sigma_0\left(1 - exp\left(-\left(\frac{L - L_0}{W_L}\right)^s\right)\right). \quad (2б)$$

Здесь σ_0 – сечение насыщения одиночных сбоев, J – энергия импульса лазера, L – линейная передача энергии тяжелой заряженной частицы, J_0 и L_0 – пороговые значения энергии импульса лазера или линейной передачи энергии тяжелой заряженной частицы, W_J, W_L и s – параметры аппроксимации. Важно отметить, что параметры σ_0 и s не зависят от типа излучения. Численные значения параметров аппроксимации приведены в таблице.

Табл.

Источник / Параметр	Пикосекундный лазер	Наносекундный лазер	Тяжелые заряженные частицы
J_0, нДж / L_0, МэВ·см^2/мг	0,3	0,6	3
W_J, нДж / W_L, МэВ·см^2/мг	4	8	40
σ_0, см^2	$4 \cdot 10^{-8}$		
s	5		

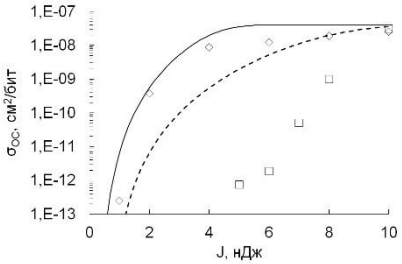


Рис. 3

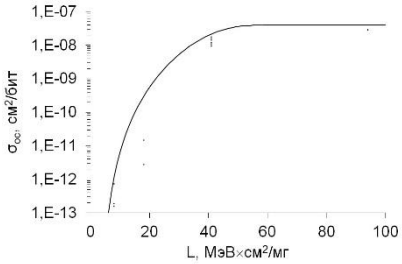


Рис. 4

Сравнение результатов, приведенных на рис. 3, рис. 4 и табл., показывает, что эффективность наносекундного лазера ниже, чем пикосекундного по эффектам одиночных сбоев. Это может привести к занижению порога и сечения одиночных сбоев при оценке параметров стойкости субмикронных микросхем к воздействию тяжелых заряженных частиц при использовании лазера с наносекундной длительностью импульса.

[1] Егоров А.Н., Телец В.А., Чумаков А.И., Маврицкий О.Б., Печенкин А.А., Яненко А.В. Кольцов Д.О. // Известия ВУЗов. Электроника. 2012. № 5. С. 60.

[2] Чумаков А.И. // Микроэлектроника. 2011. Т. 40, № 3. С. 163.
[3] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
[4] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. // В кн.: Тр. 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012». 8-12 октября 2012 г. / Ред. А.Л. Стемпковский. – М.: ФГБУ ИППМ РАН, 2012. С. 413.
[5] Wunsch D.C., Bell R.R. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1968, Vol. NS-15, No. 6, P. 244.
[6] Tasca D.H. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1970. Vol. NS-17, No. 6. P. 364.
[7] Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Оболенский С.В. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 6. С. 51.
[8] Пузанов А.С., В.В. Бибикова, И.Ю. Забавичев, Оболенская Е.С., Потехин А.А., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Козлов В.А., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 9. С. 743.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРИБОРНОГО ПРИМЕНЕНИЯ ТИРИСТОРНЫХ A3B5 СТРУКТУР, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ МОС-ГИДРИДНОЙ ЭПИТАКСИИ

А.Б. Чигинева[1)], К.С. Жидяев[1)], С.М. Некоркин[1)], Н.В. Байдусь[1)], И.В. Самарцев[1)], В.А. Кукушкин[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Полупроводниковые приборы с S-образной вольтамперной характеристикой (тиристоры) находят широкое применение в оптоэлектронике, в устройствах силовой преобразовательной и импульсной техники. На мировом рынке в настоящее время представлены только кремниевые тиристоры, хотя для создания быстродействующих приборов предпочтительным материалом является арсенид галлия. Все известные фундаментальные исследования для A3B5 тиристоров проводились с высоковольтными конструкциями (напряжение переключения $U_{прк} \sim 1$ кВ), которые неэффективны, когда нагрузка имеет низкое сопротивление. Для решения проблемы генерации импульсов тока большой амплитуды в цепях с низкоимпедансной нагрузкой было предложено [1] использовать низковольтные тиристорные GaAs-структуры, выращенные методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС).

Сегодня особенно актуальна задача разработки отечественной компонентой базы, как с позиций импортозамещения, так и с точки зрения поиска новых конструкций приборов, позволяющих удовлетворять растущие потребности полупроводниковой электроники в разнообразных, и, особенно, малогабаритных приборах. Настоящая работа представляет собой обзор результатов прикладных исследований, проводившихся в лаборатории эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ в течение последних пяти лет. Основной целью этих исследований была разработка технологии изготовления (включая постростовую обработку пластин) и исследование малогабаритных быстродействующих тиристоров на основе арсенида галлия и его твердых растворов. Представлены характеристики GaAs-тиристоров классической конструкции в кольцевой и полосковой геометрии, а также тиристоров с оптической передачей эмиттерного тока на основе GaAs/AlGaAs структур. Приводятся результаты теоретических расчетов и технологических экспериментов, направленных на повышение напряжения переключения тиристора с помощью снижения лигатуры базовых слоев, сульфидной пассивации и профилирования стенок мез. Все основные результаты, представленные в работе, опубликованы в открытой печати.

Тиристорные структуры выращивались методом ГФЭ МОС на подложках n^+-GaAs:Te (100). Из пластины с выращенной структурой с помощью металлизации (AuGe-Ni-Au), фотолитографии, химического травления, имплантации H^+-ионов изготавливались чипы диодных или триодных тиристоров размером 5×5 мм. Полученные чипы монтировались на медные теплоотводы с помощью In-припоя методом пайки. Вольтамперные характеристики чипов измерялись в режиме источника тока (S-ВАХ) или источника напряжения (ВАХ).

В табл. 1 приведены толщины слоев (h) и концентрации носителей (n или p) для структуры с классической четырехслойной p-n-p-n-конструкцией [2]. Чип-динисторы

имели напряжение переключения $U_{ипк}$ ~ 30÷35 В; постоянное напряжение в открытом состоянии $U_{ос}$ ~ 1 В; ток удержания $I_{уд}$ ~ 2÷3 мА.

Табл. 1

Слой	*h*, мкм	*n*(*p*), см$^{-3}$
Подложка n^+-GaAs:Te	450	10^{18}
Эмиттер n^+-GaAs:Si	0,55	10^{18}
База p-GaAs:C	2,2	$1{,}3\times10^{16}$
База n-GaAs:Si	1,9	$1{,}8\times10^{16}$
Эмиттер p^+-GaAs:C	0,3	5×10^{18}

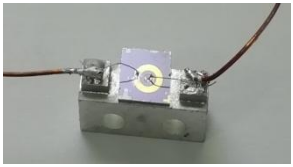


Рис. 1

Изготовление управляющего контакта кольцевой геометрии к n-базе (рис. 1) значительно усложняет технологию и приводит к разбросу параметров чип-тиристоров: $U_{прк}$ ~ (16-30) В; $U_{ос}$ ~ (1,1-1,3) В; $I_{уд}$ ~ (5-17) мА. На рис. 2 приведено семейство S-ВАХ одного из GaAs-тиристоров при разных токах управления $I_у$. Обнаружено, что при $I_у > 20$ мА зависимость $U_{прк}(I_у)$ носит линейный характер. Интересно отметить, что $I_у < 20$ мА форма S-ВАХ претерпевает значительные изменения: снижается $I_{уд}$ и появляется двухступенчатость.

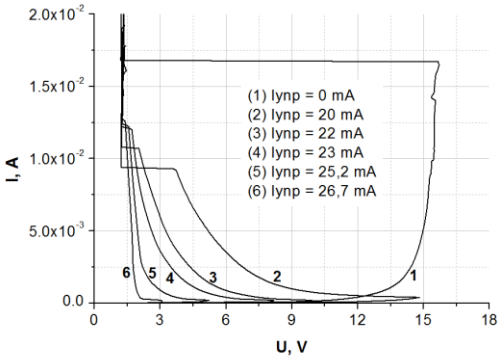


Рис. 2

Следующий исследованный нами тип структур – это тиристорные структуры с оптической передачей эмиттерного тока на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs [2, 3]. Они включали дополнительные светодиодные слои, выращенные в едином цикле в верхнем p-n-переходе тиристорной структуры (табл. 2). Для повышения эффективности поглощения излучения в базах тиристора в состав светодиода была введена квантовая яма (КЯ) GaAsP/AlGaAs (λ ~ 812 нм). В динисторном режиме переключение структуры в открытое состояние не наблюдалось вплоть до пробоя при U = 22 В, который, вероятнее всего, происходил по поверхности. Тиристор с управляющим электродом схематически показан на рис. 3. Было продемонстрировано, что он может переключаться в открытое состояние с $U_{ос}$ = 1,3 В под действием управляющего сигнала путем оптической передачи эмиттерного тока. Здесь подразумевается, что в переключающей структуре эмиттерный ток, возникающий после замыкания цепи светодиода, преобразуется в свет с последующим преобразованием света в ток коллектора. Минимальный ток управления составил $I_у$ = 20 мА при напряжении на светодиоде $U_у$ = 2 В.

Табл. 2

Слой	h, мкм	$n(p)$, см$^{-3}$
Подложка n^+-GaAs:Te	450	10^{18}
Эмиттер n^+-GaAs:Si	0,55	10^{18}
n^+-GaAs:Si	0,55	~ 10^{18}
База p-GaAs:C	2,15	5×10^{16}
База n-GaAs:Si	1,1	~ 10^{17}
n^+-GaAs:Si	0,8	~ 2×10^{18}
n-AlGaAs:Si	0,5	~ 5×10^{17}
AlGaAs	0,015	Нелегир.
КЯ GaAsP	100 Å	
AlGaAs	0,015	Нелегир.
Эмиттер p-AlGaAs:C	0,5	~ 5×10^{18}

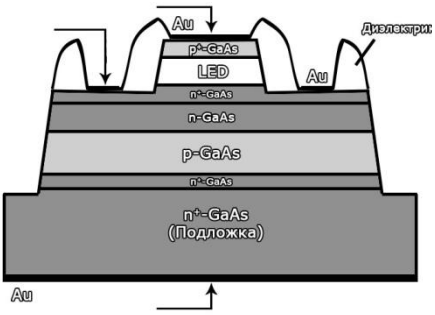


Рис.3

Для уменьшения размера чипов исследовалась возможность применения разработанной нами ранее технологии пострстовой обработки для изготовления лазер-тиристоров с полосковой геометрией [4]. При этом лазер-тиристорная технология была адаптирована нами для изготовления GaAs-тиристора с управляющим контактом (схематическое изображение показано на рис. 4). Получены чипы размером 2×0,8 мм с напряжением переключения $U_{пвк}$ = 20 В. Минимальный ток управления составил I_y = 10 мА при напряжении U_y = 1,4 В.

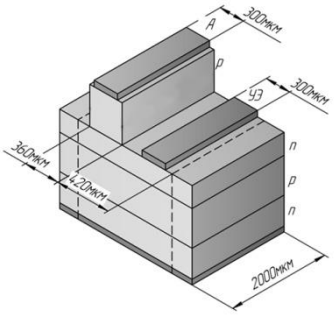


Рис.4

В ходе проведения исследований нами было отмечено негативное влияние утечек по поверхностным состояниям GaAs, приводящее к неконтролируемому разбросу и снижению напряжения переключения чипов. Для борьбы с утечками использовалась пассивация боковых стенок мез с помощью ионной имплантации, сульфидирования раствором Na_2S в изопропиловом спирте, а также усложнение профиля боковой поверхности мез. Обнаружено, что профилирование и химическая обработка чипов эффективно подавляет поверхностные каналы утечек. В результате пробой коллекторного p-n-перехода

однородно распределяется по объему и происходит при большем напряжении. Это позволяет повысить напряжение переключения структуры в несколько раз [5]. Протонная бомбардировка стенок мез также препятствует деградации чипов.

Хочется отметить, что все, описанные выше конструкции тиристоров были реализованы нами в виде действующих макетов, пригодных для приборного применения. В качестве демонстрации возможностей быстродействующего GaAs-тиристора был реализован релаксационный генератор коротких (от 2,7 до 75 нс) импульсов тока для низкоимпедансной нагрузки. Полученные импульсы имели длительность фронта единицы наносекунд, а скорость нарастания тока достигала 8,5 кА/мкс. Продемонстрировано успешное применение GaAs-тиристора в схеме релаксационного генератора для накачки полупроводникового лазера и получены оптические импульсы длительностью 2 нс [6].

Известно, что в методе ГФЭ МОС базовые слои с уровнем легирования ~10^{16} $см^{-3}$ являются сильно компенсированными. Наши технологические эксперименты показали, что наличие компенсирующих фоновых примесей ограничивает возможности получения больших величин $U_{прк}$ тиристоров. Для этого требуются специальные усилия по борьбе с неконтролируемым загрязнением. Учет наличия фоновых примесей в базах в теоретических расчетах с помощью программного комплекса, позволил значительно улучшить согласие экспериментальных и расчетных значений $U_{прк}$ [7].

Таким образом, продемонстрированы действующие макеты низковольтных тиристоров на основе GaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии. Макеты реализованы как в динисторном, так и в тиристорном исполнении с электрическим и оптическим управлением. Получено максимальное напряжение переключения $U_{прк}$ = 35 В, напряжение в открытом состоянии $U_{ос}$ = (1,0-1,3) В. Показана возможность приборного применения GaAs-динистора для накачки полупроводникового лазера и генерации коротких оптических импульсов.

[1] Slipchenko S.O, Podoskin A.A. et al. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2020. Vol. 67, № 1. P. 193.
[2] Чигинева А.Б. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXIV Междунар. симпоз., 10-13 марта 2020 г. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 794.
[3] Чигинева А.Б. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXIII Междунар. симпоз., 11-14 марта 2019 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 874.
[4] Чунин И.И. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXI Междунар. симпоз., 13-16 марта 2017 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2017. С. 762.
[5] Чигинева А.Б., Байдусь Н.В. и др. // ФТП. 2022. Т. 56, № 1. С. 134.
[6] Жидяев К.С., Некоркин С.М. и др. // В кн.: Тр. XXVI научн. конф. по радиофизике. 12-27 мая 2022 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022.
[7] Чигинева А.Б. и др. // В кн.: Нанофизика и наноэлектроника. Тр. XXVI Междунар. симпоз., 14-17 марта 2022 г. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 1061.

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАКРОМОДЕЛИ К РАСЧЕТУ ПЕРЕХОДНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ

М.А. Горбачев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Задачи обеспечения сопоставимости результатов облучательных экспериментов возникают практически при каждом исследовании, проводимом на любых источниках ионизирующего излучения, так как амплитудно-временные формы импульсов существенно отличаются друг от друга. Несмотря на то, что в нормативных документах приведена методика расчета коэффициентов эквивалентности параметров ионизирующего излучения ускорителей относительно друг друга, реализация данного подхода на практике приводит к значительным методическим ошибкам определения уровня бессбойной работы и времени потери работоспособности изделий электронной техники.

Воспроизведение всего набора возможных вариантов амплитудно-временных характеристик ионизирующего излучения при анализе переходных ионизационных процессов изделий электронной техники принципиально неосуществимо, поэтому широкое внедрение расчетных и расчетно-экспериментальных методов в практику радиационных исследований вполне естественно [1]. В частности, для оценки уровня бессбойной работы изделий электронной техники рекомендовано применение радиационных передаточных характеристик или импульсных передаточных функций. Основным ограничением, которое накладывается на исследуемые объекты, является линейность их поведения в интересующем диапазоне амплитудных значений уровней воздействия. Практически все используемые методы оценки импульсной помехоустойчивости изделий электронной техники основаны именно на применении свойств линейных систем к исследуемым объектам. Однако при кажущейся простоте традиционных методов применения радиационных передаточных характеристик (импульсных передаточных характеристик) [2], на пути их практического использования возникают трудности, которые чрезвычайно сложно преодолеть в рамках обработки результатов облучательных экспериментов.

В работе [3] предложен подход, основанный на построении нелинейной макромодели исследуемого объекта. Однако численная реализация алгоритма показала его неустойчивость. Целью данной работы является разработка вычислительно устойчивого алгоритма нелинейной модели радиационно-передаточной характеристики и его апробация на тестовой задаче расчета переходных ионизационных процессов в полупроводниковом диоде [4].

Математическая модель

В работе [3] реакция четырехполюсника на импульсное воздействие, в том числе, радиационное, представляется в виде

$$\sum_{k=1}^{n} H_k(j\omega) F\left(x^k(t)\right) = F\big(y(t)\big). \qquad (1)$$

Здесь $F(\varphi(t))$ – преобразование Фурье для функции $\varphi(t)$, $x(t)$ – входной сигнал, $y(t)$ – выходной сигнал. В этой системе неизвестными являются функции $H_k(j\omega)$, относительно которых система линейна. Возведение в степени входных сигналов делает векторы входных сигналов, их квадратов, кубов и более высоких степеней линейно-независимыми (исключение составляют частные случаи). Поэтому определитель системы не равен нулю и она имеет решение. Нахождение функций $H_k(j\omega)$ является решением поставленной задачи.

Возведение в положительные степени входных сигналов является причиной плохой обусловленности матрицы системы (1), приводящей к неустойчивости вычислительного алгоритма. Поэтому естественно предложить сжимающее отображение. В данной работе используется функция арктангенса

$$H_1(j\omega)F\left(atan(x(t))\right) + H_2(j\omega)F\left(atan\left(atan(x(t))\right)\right) + \\ +H_3(j\omega)F\left(atan\left(atan\left(atan(x(t))\right)\right)\right) + \cdots = F(y(t)). \quad (2)$$

Для получения входных данных и сравнения с результатами моделирования использовалась диффузионно-дрейфовая модель [5]. Так как длительность импульса ионизирующего излучения и переходного ионизационного процесса диода существенно превосходит время релаксации импульса электронно-дырочного газа, применялась локально-равновесная постановка задачи [6].

Результаты и обсуждение

При помощи диффузионно-дрейфовой модели был рассчитан переходной ионизационный процесс в полупроводниковом диоде из работы [4]. Коэффициент генерации неравновесных носителей заряда задавался в биэкспоненциальной форме

$$G(t) = G_0 \frac{exp(-\alpha t) - exp(-\beta t)}{exp\left(-\frac{\alpha}{\beta-\alpha} ln\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)\right) - exp\left(-\frac{\beta}{\beta-\alpha} ln\left(\frac{\beta}{\alpha}\right)\right)}, \quad (3)$$

где параметры α = 1,10·10^6 с$^{-1}$, β = 7,72·10^6 с$^{-1}$ определяют длительность импульса ионизирующего излучения 1 мкс.

Для работы макромодели использовались входные сигналы (формы импульса ионизирующего излучения в форме (3)), состоящие из 50000 отсчетов каждый. Количество «обучающих» пар вход-выход, определяющих функции $H_k(j\omega)$, было равным 5. Отметим схожесть макромодели с нейросетью, для обучения которой также требуется набор пар вход-выход. При этом ключевое отличие заключается в «жесткой» структуре макромодели, определяемой алгоритмом. Последнее ставит вопрос о возможности применения нейросетевых технологий к задаче анализа переходных ионизационных процессов в изделиях электронной техники.

Результаты расчетов для G_0 = 10^{25} см$^{-3}$/с приведены на Рис. Сравнение с диффузионно-дрейфовой моделью (• • •) показывает, что неустойчивый степенной алгоритм (- - -) приводит к нефизичным осцилляциям плотности ионизационного тока во времени, чего практически лишена макромодель на основе функции арктангенса (—). С

увеличением коэффициента генерации численная неустойчивость развивается, и амплитуда осцилляций степенного алгоритма нарастает. При этом численное решение на основе сжимающих функций остается стабильным при произвольных положительных значениях коэффициента генерации.

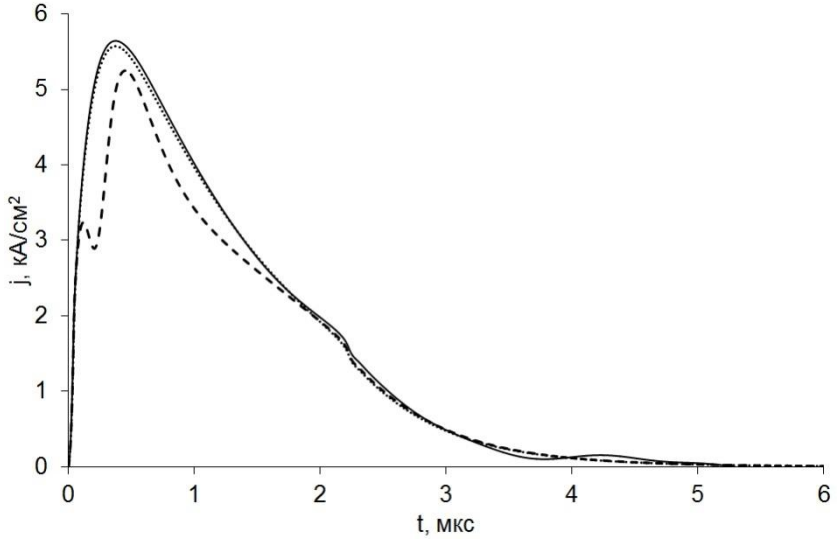


Рис.

[1] Беляков В.В., Чумаков А.И., Никифоров А.Ю., Першенков В.С., Скоробогатов П.К., Согоян А.В. // Микроэлектроника. 2003. Т. 32, № 2. С. 134.
[2] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Издательство ВГУ, 2003, 185 с.
[3] Лукичев А.Н. // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Нижний Новгород, 2012. 125 с.
[4] Кудряшов Н.А., Кучеренко С.С., Сыцько Ю.И. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 12. С. 1.
[5] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.
[6] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.

МАГНИТНАЯ ЭКРАНИРОВКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С НЕОДНОРОДНОЙ ЛОНДОНОВСКОЙ ДЛИНОЙ

Е.А. Иванова, Д.А. Савинов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского
ИФМ РАН

Краткая теоретическая часть

Сверхпроводимость определяется нулевым сопротивлением при понижении температуры до некоторой критической температуры T_c и идеальным диамагнетизмом. Магнитное поле равно нулю внутри сверхпроводника, это следует из эффекта Мейснера-Оксенфельда [1]. Вблизи поверхности поле частично проникает. Распределение магнитного поля вблизи границы определяется уравнением Лондонов [2]:

$$\vec{B} + \lambda^2 rot\ rot\vec{B} = 0. \quad (1)$$

Параметр λ имеет размерность длины и называется лондоновской глубиной проникновения магнитного поля и экранирующих токов.

Практическая часть

В работе исследованы особенности экранирования внешнего магнитного поля в полуограниченном сверхпроводнике, в котором лондоновская длина λ неоднородна. В рамках вариационного принципа получено модифицированное уравнение Лондонов для магнитного поля внутри сверхпроводника с произвольным распределением $\lambda(\vec{r})$.

$$\vec{B} + rot\left(\lambda^2(\vec{r}) rot\vec{B}\right) = 0. \quad (2)$$

Было рассмотрено несколько задач для неоднородного распределения λ, для случая когда λ зависит от одной координаты. В этом случае модифицированное уравнение преобразуется к следующему виду.

$$B - \lambda^2(x)\frac{d^2B}{dx^2} - 2\lambda(x)\frac{d\lambda(x)}{dx}\frac{dB}{dx} = 0. \quad (3)$$

В рамках первой задачи, было рассмотрено простейшее распределение λ, которое задается в виде ступенчатой функции, что фактически имитирует полуограниченный сверхпроводник ($x > 0$), состоящий из двух слоев с разными значениями λ (см. рис. 1). Будем считать внешнее магнитное поле равным H_0 и направленным вдоль оси z.

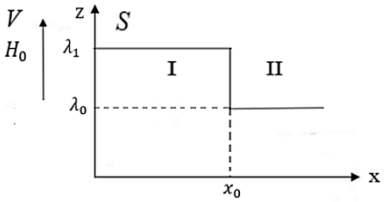


Рис. 1

Для данной задачи выведены граничные условия и получены точные выражения для распределения магнитных полей в первом и втором слоях:

$$B_1 = H_0 \frac{\left(\lambda_1+\lambda_0\right)e^{\frac{x_0}{\lambda_1}}}{e^{\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1+\lambda_0)+e^{-\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1-\lambda_0)} e^{-\frac{x}{\lambda_1}} + H_0 \frac{\left(\lambda_1-\lambda_0\right)e^{-\frac{x_0}{\lambda_1}}}{e^{\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1+\lambda_0)+e^{-\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1-\lambda_0)} e^{\frac{x}{\lambda_1}}, \quad (4)$$

$$B_2 = 2H_0 \frac{\lambda_1 e^{\frac{x_0}{\lambda_0}}}{e^{\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1+\lambda_0)+e^{-\frac{x_0}{\lambda_1}}(\lambda_1-\lambda_0)} e^{-\frac{x}{\lambda_0}}. \quad (5)$$

Для асимптотики больших x_0 получились следующие результаты. Решение для поля в первой и второй области выглядит таким образом:

$$B_1 \sim H_0 e^{-\frac{x}{\lambda_1}},\ x_0 \quad (4)$$

$$B_2 = H_0 \frac{2\lambda_1}{\lambda_1+\lambda_0} e^{\frac{x_0-x}{\lambda_0}} e^{-\frac{x_0}{\lambda_1}}. \quad (5)$$

Из формул (4) и (5) следует, что магнитная экранировка в первом слое сверхпроводника зависит от величины лондоновской длины второго слоя. Данный необычный эффект является чисто электродинамическим и должен наблюдаться экспериментально даже в отсутствие эффекта близости, когда между первым и вторым слоем располагается тонкая изолирующая прослойка [3].

В работе также рассмотрены две одномерные задачи с гладкими профилями распределениями $\lambda(x)$ внутри сверхпроводника в виде двух функций. Функции распределения устроены следующем образом:

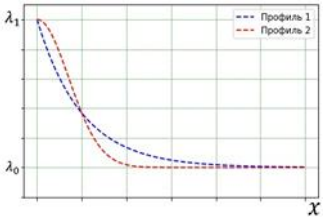


Рис. 2

$$\lambda(x) = (\lambda_1 - \lambda_0)e^{-\frac{x}{L}} + \lambda_0, \quad (6)$$

$$\lambda(x) = (\lambda_1 - \lambda_0)e^{-\frac{x^2}{L^2}} + \lambda_0 \quad (7)$$

Графическое представление двух распределений показан на рис. 2. Для решения данных задач был использован метод пробных функций. Пробная функция выбиралась в следующем виде:

$$B(x) = H_0 e^{-\alpha x}, \quad (6)$$

где α −варируемый параметр. Были получены выражения для свободной энергии зависящие от варьируемого параметра α для распределения, задающегося формулой (6):

$$F_1 = \frac{H_0^2}{16\pi\alpha} + \frac{H_0^2\alpha^2}{8\pi}\left(\frac{(2\alpha^2L^2+\alpha L)\lambda_1^2+2\alpha L\lambda_1\lambda_0+\lambda_0^2}{4\alpha^3L^2+6\alpha^2L+2\alpha}\right), \quad (7)$$

и для распределения, задающегося формулой (7):

$$F_2 = \frac{{H_0}^2}{16\pi\alpha} + \frac{{H_0}^2\alpha^2}{8\pi}\Bigg((\lambda_1^2 - 2\lambda_1\lambda_0 + \lambda_0^2)e^{\frac{\alpha^2L^2}{2}}\frac{L}{\sqrt{2}}\frac{\sqrt{\pi}}{2}erfc\left(\frac{\alpha L}{\sqrt{2}}\right) + (2\lambda_1\lambda_0 - 2\lambda_0^2)e^{\alpha^2L^2}L\frac{\sqrt{\pi}}{2}erfc(\alpha L) + \frac{\lambda_0^2}{2\alpha}\Bigg), \quad (8)$$

где $\alpha -$ декремент затухания магнитного поля, $H_0 -$ внешнее магнитное поле, $L -$ характерный масштаб спадания каждого их этих профилей распределения $\lambda(x)$. Для трех разных значений L в единицах λ_0 были построены графики зависимости F_1 и от декремента затухания. Для профиля, задающегося формулой (6) график зависимости представлен на рис. 3. Для профиля (7) график показан на рис. 4. Функции являются экстремальными – при значении $\alpha = \alpha_{min}$ свободная энергия достигает своего минимума. Данное значение соответствует оптимальному распределения магнитного поля внутри сверхпроводника.

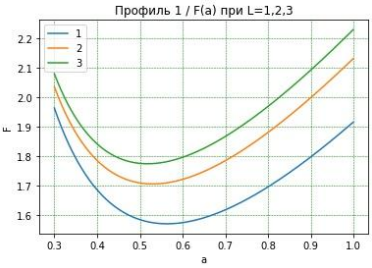


Рис. 3

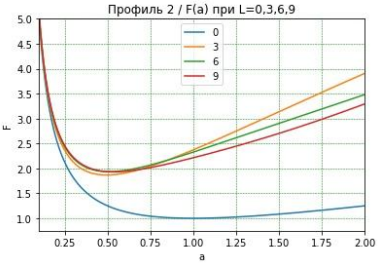


Рис. 4

В ходе численной минимизации функций F_1 был построен график зависимости декремента α от характерного масштаба L в единицах λ_0 во всем диапазоне. Для профиля, задающегося формулой (6) график зависимости представлен на рис. 5. График зависимости $\alpha(L)$ для другого профиля оказался устроен аналогично предыдущему.

Были проанализированы предельные асимптотические случаи, и найдены

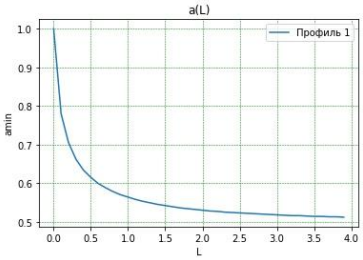


Рис. 5

поправки с точностью до первых неисчезающих членов в разложении ряда Тейлора этой функции, по соответствующему малому параметру. В случае $\alpha L \ll 1$ поправка отрицательна и пропорциональна L. В случае $\alpha L \gg 1$ поправка положительна и зависит от L как $\frac{1}{L^2}$.

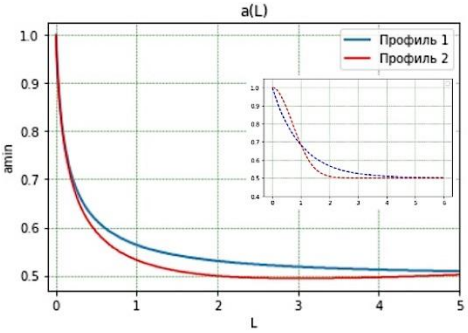


Рис. 6

На рис. 6 представлено сравнение декрементов затухания, соответствующим профилям (6) и (7). Показано, что для каждого значения L распределение длины когерентности (6) приводит к более эффективной экранировке магнитного поля.

Заключение

В проведенной работе изучены особенности магнитной экранировки в сверхпроводниках с учетом влияния дефектов, которые всегда присутствуют в реальных образцах.

[1] Meissner W., Ochsenfeld R. // Naturwiss. 1933. 21. 789.
[2] London F., London H. // Proc. Roy. Soc. 1935. A149. 71.
[3] Шмид В.В. Введение в физику сверхпроводников. Изд.2-е, испр. и доп. – М.: МЦНМО, 2000, с. 76.

РАЗРАБОТКА УСИЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ В ДИАПАЗОНЕ 90-100 ГГЦ

И.В. Макарцев[1, 2], В.А. Беляков[2], А.Г. Фефелов[2], С.В. Оболенский[1, 2], А.Д. Недошивина[1]

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

В настоящее время большой интерес в мире представляет разработка усилителя мощности на частотах 90-100 ГГц с выходной мощностью более 100 мВт. В связи с физическими особенностями работы усилителя в данном диапазоне, в АО «НПП «Салют» предварительно был создан транзистор, имеющий удельную крутизну более 500 мСм/мм, удельный ток более 600 мА/мм, граничную частоту усиления по току более 110 ГГц на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs на подложке GaAs.

Аналогами данного изделия являются усилители мощности: TU-W1330305, TU-W1320301L (ф. Arralis, Ирландия); NC11625C-9096 (ф. METDA Semiconductor). Разрабатываемый усилитель мощности, как и заявленные аналоги, выполнены на полевых транзисторах по схеме с двухполярным напряжением питания.

При проектировании усилителя на частоте 100 ГГц вследствие малой длины волны возникает эффект нелинейного взаимодействия близкорасположенных элементов схемы. Для устранения этой проблемы в выходном каскаде используется схема деления и суммирования мощности трех транзисторов, каждый с шириной затвора 150 мкм (6 секций по 25 мкм) и уменьшена толщина подложки до 60 мкм. Кроме того, высокая частота приводит к появлению локальной нестабильности в усилителе из-за взаимодействия элементов схемы. По этой причине при проектировании усилителя использовалась балансная схема с применением моста Ланге [1] (рис. 1.).

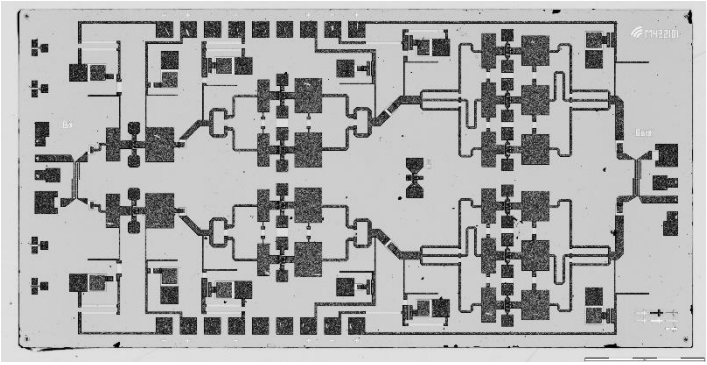


Рис. 1

На рис. 2 показаны результаты измерений S – параметров изготовленного усилителя с применением векторного анализатора цепей. Рабочая точка: Vпит = 5В, I = 550 – 650 мА.

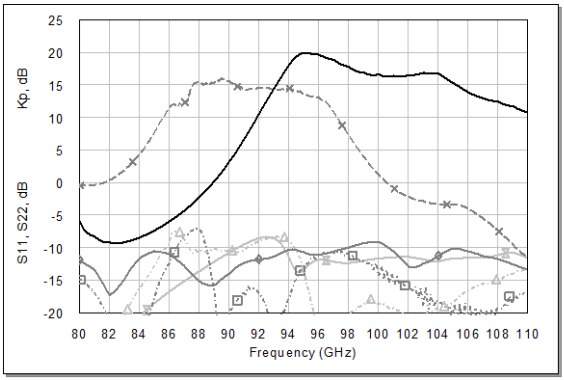


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что рабочая полоса сдвинулась вниз по частоте в диапазон 88.5 – 96 ГГц относительно расчета. Усилитель обладает КСВ <2.5 во всем измеряемом диапазоне за счёт применение балансной схемы. Выходной каскад оказался согласован на 5 ГГц ниже расчета, что привело к сдвигу рабочей полосы и уменьшению линейной мощности. Глубокий анализ с использованием электромагнитного 3D моделирования показал, что некорректно учитывалось влияние измерительной оснастки транзистора на частотах выше 75 ГГц для транзисторов с шириной затвора более 100 мкм при разработке динамической модели транзистора. Для устранения этой проблемы принято решение об оптимизации геометрии оснастки транзистора с дальнейшей коррекцией усилителя.

В таблице 1 приведены результаты измерений выходной мощности полученного усилителя на частотах 88, 92 и 95 ГГц.

Табл. 1

Частота, ГГц	P_{-1dB}, мВт	$P_{нас}$, мВт	Ку, дБ
88	83	110	15.5
92	50	74	14.1
95	47	61	13.0

В результате измерений было получено значение максимальной линейной мощности на частоте 83 ГГц около 80 мВт и на частоте 92 и 95 ГГц около 50 мВт. Мощность насыщения составила 110 мВт на частоте 88 ГГц.

[1] Bessemoulin A., Rodriguez M., Tarazi J., McCulloch G., Parker A.E., Mahon S.J. // Compact W-band PA MMICs in Commercially Available 0.1-um GaAs PHEMT Process. IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium., October 2015.

ЭКРАНИРОВКА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ИМПУЛЬСТЫХ ГИРОТРОНАХ

В.Н. Мануилов[1, 2], П.Д. Лихтерова[1], Е.В. Иляков[1], И.С. Кулагин[1], В.Ю. Заславский[1, 2], М.Ю. Глявин[2]

[1] ИПФ РАН
[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Гиротроны [1] на настоящий момент являются наиболее мощными генераторами СВЧ излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. Как правило, в гиротронах используются магнитные поля, создаваемые набором соленоидов, которые могут быть как «теплыми» с использованием жидкостных систем охлаждения, так и сверхпроводящими. Однако указанные системы либо позволяют получить относительно низкие значения магнитного поля (до 1 Тл), либо отличаются крайне высокой стоимостью и технологически сложнее.

Преимуществом импульсных магнитных систем [2] является их относительная дешевизна (в сравнении с криомагнитными системами) и возможность создавать в импульсном режиме существенно большие магнитные поля, чем в теплых соленоидах с постоянным током. В связи с этим, использование импульсных магнитных систем позволит реализовать генерацию на значительно большей частоте, чем в случае систем с постоянным магнитным полем, а также удешевить предварительные эксперименты по генерации СВЧ излучения.

Однако в импульсных магнитных системах возникают специфические сложности, основная из которых возбуждение импульсным магнитным полем токов Фуко в металлических частях конструкции гиротрона. Наведенные токи инициируют магнитное поле, искажающее поле, создаваемое системой соленоидов, что оказывает влияние на параметры винтового электронного пучка (ВЭП) [3] как в рабочем пространстве гиротрона, так и в области формирования и канале транспортировки ВЭП. Указанные эффекты в итоге могут негативно сказываться на режиме генерации и выходных параметрах (мощность, КПД) устройства. Для решения этой проблемы была разработана методика учета токов Фуко и вызываемых ими искажений магнитного поля в импульсных гиротронах на базе комплекса программ CST Studio Suite. Указанная методика была применена к двум гиротронам различных частотных диапазонов, информация об основных параметрах которых содержится в таблице.

Табл.

f, *ГГц*	B,*Тл*	$\tau_{основной\ магн.\ сист.}$, *мс*	$\tau_{катодной\ магн.\ сист.}$, *мс*	$P_{вых}$, *МВт*	$U_{раб}$, *кВ*	$I_{раб}$, *А*
30	1.45	18	17	10	280	50 100
300	11.5	2.5	-	1	70	50

Для моделирования импульсного магнитного поля используется квазимагнитостатическое приближение, которое заключается в пренебрежении членом $\frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}$ в законе Ампера и последующем решении полученной системы уравнений Максвелла. Для дискретизации уравнений применяется метод конечных интегралов [4], который состоит в дискретизации полученных уравнений Максвелла, записанных в интегральной форме (1), и составлении эквивалентной системы матричных уравнений.

$$\begin{gathered}\oint_L \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{l} = -\int_S \frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}\cdot d\boldsymbol{S} \\ \oiint_L H\cdot d\boldsymbol{l} = \int_S \boldsymbol{J}\cdot d\boldsymbol{S} \\ \oint_S \boldsymbol{D}\cdot d\boldsymbol{S} = \int_V \rho dV \\ \oint_S \vec{\boldsymbol{B}}\cdot d\vec{\boldsymbol{S}} = \boldsymbol{0}\end{gathered} \qquad (1)$$

В результате моделирования была получена динамика распределения осевого магнитного поля и определены такие моменты времени, когда оно наиболее близко к статическому. На рисунках 1, 2 представлены распределения магнитного поля и соответствующие им моменты времени для гиротронов, генерирующих излучение на частотах 30 ГГц и 316 ГГц соответственно. В первом случае использовался медный резонатор, что приводило к существенным искажениям магнитного поля, во втором – стальной с тонким омеднением. Соответственно, во втором случае поле практически совпадает со статическим.

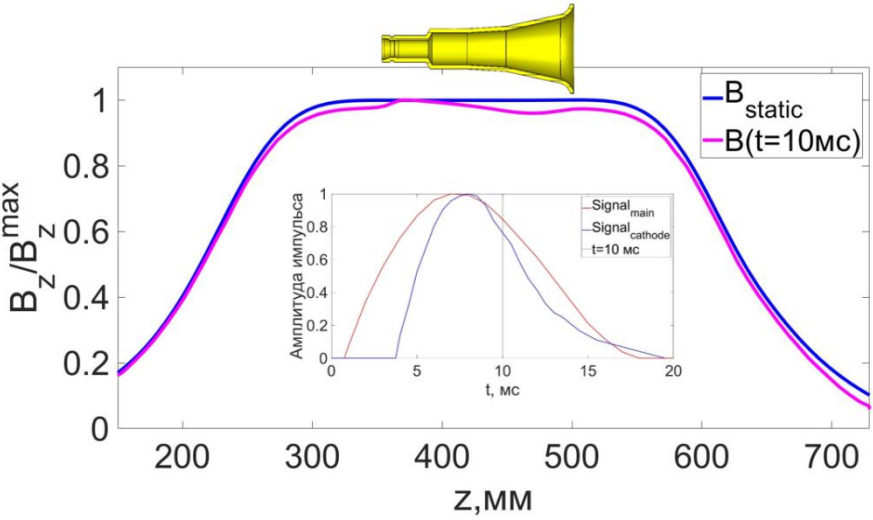


Рис. 1

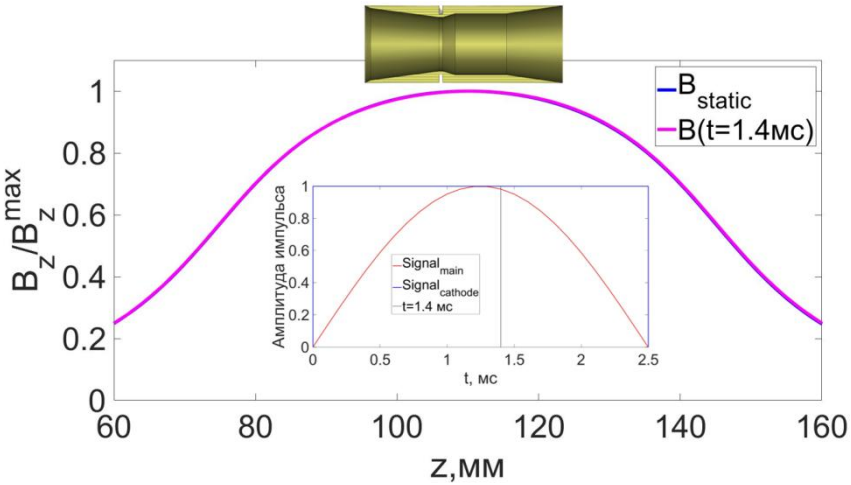


Рис. 2

Для 30 ГГц гиротрона было проведено экспериментальное измерение магнитного поля внутри медного резонатора при помощи установки, состоящей из катушки-пробника, включенной последовательно в интегрирующую RC-цепь. Измерения проводились при комнатной температуре. Текущее значение в точке измерения определялось как

$$B \sim \int i dt, \tag{2}$$

где i индукционный ток, наводящийся в катушке при внесении в магнитную систему гиротрона. Результаты сравнения экспериментальных данных с данными, полученными в ходе численного моделирования (при температуре $T=20^0$), а также упрощенная схема экспериментальной установки представлены на рисунке 3.

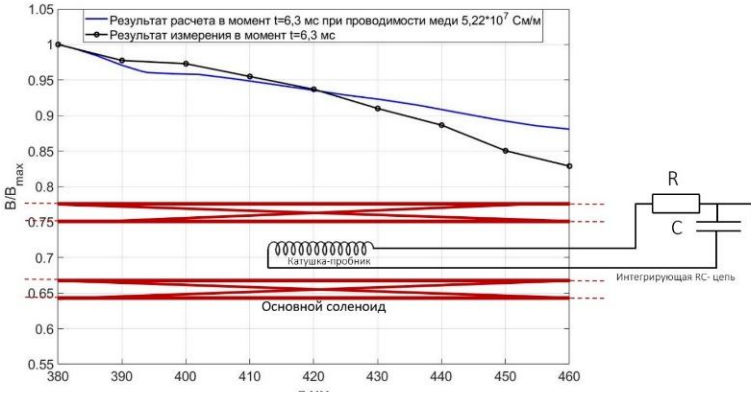


Рис. 3

Далее для 30 ГГц гиротрона был проведен также расчет, при температуре $T=500^0$, т.к. при таких условиях проводимость меди снижается практически втрое. В результате было определено, что оптимальным для подачи высокого напряжения является временной интервал от 8 мс до 8.75 мс, что проиллюстрировано на рисунке 4.

Наконец, на основании полученных распределений магнитного поля был проведен анализ временной динамики параметров ВЭП в интервале времен 7-10 мс. Показано, что вблизи оптимального момента времени включения импульса высокого напряжения возможна реализация трех режимов: с большим числом отраженных от магнитного зеркала частиц (7 мс); с приемлемыми для эффективной генерации параметрами ВЭП (8 9 мс); с низким питч-фактором (10 мс).

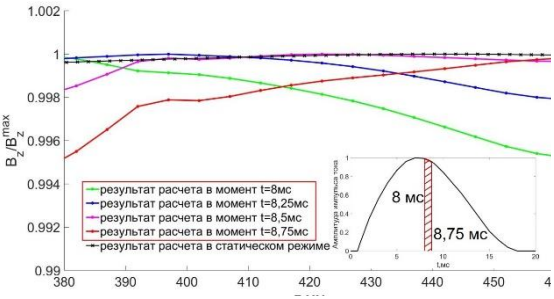


Рис. 4

Эволюция параметров ВЭП (доля колебательной энергии, питч-фактор и поперечный скоростной разброс [5]) представлена на рисунке 5.

В дальнейшем планируется уточнение конструкции 316 ГГц гиротрона и применение к нему всех описанных выше процедур для определения наиболее эффективного режима работы устройства с использованием импульсной магнитной системы.

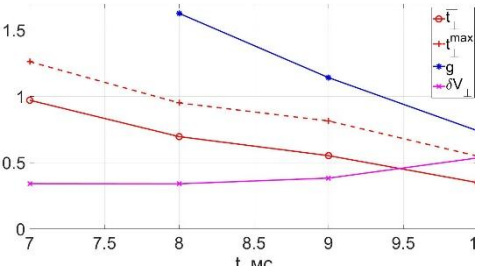


Рис. 5

[1] Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. Мазеры на циклотронном резонансе. В кн.: Наука и человечество – М.: Знание, 1980, с. 283.
[2] Лучинин А.Г., Малыгин О.В., Нусинович Г.С., Флягин В.А. Субмиллиметровый гиротрон с импульсным магнитным полем. // ЖТФ. 1983. 53:8. с 1629.
[3] Nusinovich G. S. Introduction to the Physics of Gyrotrons // Baltimore, London: The Johns Hopkins University Press. 2004. 355 p.
[4] Weiland T. A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields // Electronics and communications AEUE. 1977. Vol. 31, №. 3. P.116.
[5] Цимринг Ш.Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пучках. // Изв.вузов - Радиофизика. 1972. Т. 15, № 8. С.1247.

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД К ПРОЦЕССУ ПРОЕКТИРОВАНИЯ СОСТАВНЫХ ЧАСТЕЙ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ К РАДИАЦИОННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ

К.А. Насеткин[1)], А.С. Пузанов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время все более актуальной становится задача создания универсального вычислительного оборудования с повышенной радиационной стойкостью на отечественной элементной базе. Такие системы востребованы в изделиях морской и воздушно-космической тематики. Также такие системы можно применять в особых наземных приложениях. На данный момент тематика, связанная с импортозамещением наиболее важна, так как она связана с технологической независимостью электронной отрасли. Решению этой задачи посвящена данная работа.

Всего при анализе радиационной стойкости аппаратуры можно выделить несколько основных уровней: технологический и топологический, которые можно объединить в физический, схемотехнический и системно-алгоритмический. На данный момент при проектировании аппаратуры с повышенной радиационной стойкость, разработчики ограничиваются системным уровнем, когда происходит резервирование тем или иным способом основных функциональных узлов, и верхней частью схемотехнического уровня. Углубления в состав микросхем не происходит, потому что у разработчика блока не налажено взаимодействие с производителем микросхем. Для создания же максимально надежной аппаратуры необходимо учитывать все уровни, нужно взаимодействие разработчика аппаратуры с производителем ЭРИ.

В данной работе рассматривается оригинальный комплексный подход, в основе которого лежит применение принципов повышения стойкости на всех уровнях проектирования, от топологии кристалла микросхемы до системного резервирования. Также стоит отметить, что в здесь не рассматриваются вопросы стойкости аналоговой части аппаратуры, такой как, например HEMT-транзисторы[1-3], основное назначение аппаратуры данного класса – цифровые вычисления.

Для моделирования на физическом уровне топологии, необходима компактная модель транзисторов, изготовленных по технологии кремний-на-изоляторе (КНИ), учитывающая воздействие ионизирующего излучения. В рамках работы была предложена новая компактная модель КНИ транзистора, учитывающая эти особенности. За основу модели была взята модель ультраквазигидродинамического электронного транспорта [4]. В качестве радиационно-чувствительного параметра модели приняли пороговое напряжение, изменение которого обусловлено накоплением положительного заряда дырок в захороненном оксиде и емкость подзатворного диэлектрика, включающая в себя индуцированную емкость [5]. В результате основное уравнение модели для тока насыщения имеет вид:

$$I = \frac{C(D)\mu(L)}{2}\frac{W}{L}(V_g - V_t(D))^{\frac{3}{2}}\sqrt{35\varphi_T}\,, \qquad (2)$$

где I – ток насыщения, C – удельная емкость подзатворного диэлектрика, μ – подвижность, W – ширина канала, L – длина канала транзистора, V_g – напряжение на затворе, V_t – пороговое напряжение, φ_T – тепловой потенциал.

Важно отметить, что емкость также, как и подвижность, входит в качестве сомножителя в основное уравнение модели, что обуславливает эквивалентность предлагаемого подхода с традиционным со схемотехнической точки зрения [6]. Преимуществом такой модели является то, что учитываются короткоканальные эффекты, и становится возможно оценить стойкость структур без проведения большого объема дорогостоящих калибровочных облучательных экспериментов.

Результатом стала возможность повышать стойкость микросхем, изготовленных по технологии КНИ на этапе проектирования, при применении специализированных схемотехнических пакетов программ.

Схемотехнический уровень. Большинство отказов, связанных с накоплением заряда, являются параметрическими, они предсказуемы и возможен их расчет. С постепенной деградацией можно бороться, применяя схемы, которые отслеживают изменения параметров транзисторов при воздействии радиации и компенсируют их. Одним из методов, реализующих защиту от постепенной деградации, является схема автокомпенсации напряжения подложки [7]. При воздействии ионизирующего излучения происходит постепенное накоплении заряда в диэлектрике, нарушение условий эквипотенциальности и нарушение работы схемы.

Данная схема была успешно апробирована [8]. В рамках схемотехнического анализа с учетом особенностей работы блоков автосмещения и воздействия ионизирующего излучения было смоделировано поведение микросхемы [9]. Затем были проведены облучательные эксперименты, результаты которых подтвердили эффективность схемы и корректность компактной модели КНИ.

Системный уровень. На данный момент существует несколько классических способов увеличения радиационной стойкости аппаратуры на системном уровне [10,11]. Кратко опишем способы, интересующие нас для конкретного применения.

Первый – полное дублирование систем. Поток данных со своего набора датчиков получается каждым из процессоров, после чего происходит обмен этими данными между процессорами, усреднение и обработка одинаковыми алгоритмами, после чего в управляющую систему посылается 3 варианта решения. В случае сбоя на одном из процессоров и приеме разных решений, управляющая система оценивает и отметает неверное решение. В случае отказа одного и двух наборов датчиков система продолжает функционировать, процессор сообщает остальным, что у него нет входной информации, и работает только с данными поступающими по межмашинной связи.

Второй – распараллеливание вычислений с мажоритарной системой управления. В случае отказа любого из процессоров происходит переопределение ведущего процессора и распараллеливание вычислений на оставшиеся. Таким образом, отказ процессора ведет к снижению вычислительной мощности, но не приводит к отказу системы. У системы один входной поток информации, который тем не менее приходит на все процессоры. Согласно заданному алгоритму, процессоры выявляют ведущий среди них. Затем происходит распределение вычисляемых задач, на каждом процессе происходит вычисление своей части задачи, затем ведущий процессор

сводит решение вместе. Затем происходит обмен решением с обоими процессорами и передача информации управляющей системе. В случае отказа любого из процессоров происходит переопределение ведущего и распараллеливание вычислений на оставшихся двух. Таким образом, отказ процессора ведет к снижению вычислительной мощности, но не приводит к отказу системы.

Третий – защита данных кодом Хемминга. Данное кодирование позволяет корректировать одиночные ошибки и детектировать двойные.

Четвертый - дополнительная корректировка алгоритма автосмещения подложки вычислителем и организация следящих систем, в том числе на основе сторожевых таймеров.

Таким образом, предлагаемый подход подразумевает следующую последовательность:

1) Разработка топологии микросхемы для конкретного класса задач с применением предложенной модели, радиационно-чувствительные параметры которой экстрагируются в виде поведенческих моделей для схемотехнического анализа.
2) Применение специализированных корректирующих схем, как в составе микросхемы, так и вне ее, их моделирование с учетом полученных ранее параметров.
3) Применение классических способов повышения радиационной стойкости, применение алгоритмических способов защиты.

В результате применения предлагаемого комплексного подхода, была создана вычислительная платформа повышенной радиационной стойкости.

[1] Недошивина А.Д., Насеткин К.А., и др. // Научно-технический вестник Поволжья. 2021. № 9. С. 68.
[2] Боженькина А.Д., Забавичев И.Ю., и др.// В кн.: Тр. XXIV научн. конф. по радиофизике – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 70.
[3] Венедиктов М.М., Тарасова Е.А., и др. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52. № 12. С. 1414.
[4] Гергель В.А., Мокеров В.Г., и др. // Физика и техника полупроводников. 2000. Т. 34, № 2. С. 239.
[5] Потехин А.А., Насеткин К.А., и др. // В кн.: Тр. XXIII Междун. симпозиума, 11-14 марта 2019 г. – Нижний Новгород, 2019 г. С. 774.
[6] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., и др. // Научно-технический вестник Поволжья, 2019, № 7. С.127.
[7] Лушников А.С., Мещанов В.Д., и др. // Патент РФ 2545325 кл. H01L27/10.
[8] Насеткин К.А., Пузанов А.С. // В кн.: Тр. XXII научн. конф. по радиофизике – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2018. С. 66.
[9] Пузанов А.С., Насеткин К.А. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 90.
[10] Иыуду К.А. Надежность, контроль и диагностика вычислительных машин и систем. – М.: Высш. Шк., 1989, 216 с.
[11] Бровкин А.Г., Бурдыгов Б.Г., и др. Бортовые системы управления космическими аппаратами. – М.: Изд-во МАИ-ПРИНТ, 2010, 304 с.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ HEMT ТРАНЗИСТОРОВ

А.Д. Недошивина[1)], С.В. Оболенский[1, 2)], И.В. Макарцев[1, 2)]

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

Введение

На данный момент важной задачей является создание перспективной отечественной микроэлектронной техники, как цифровой, так и аналоговой. Для эффективной разработки необходимы соответствующие исследования, от разработки моделей[1,2] до проведения натурных испытаний полученных структур и микросхем[3]. В данной работе рассматривается направление перспективной СВЧ электроники.

На основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs были созданы высокочастотные усилители большой мощности, способные работать в миллиметровом диапазоне [4]. Тем не менее проблема создания усилителя с выходной мощностью > 110 мВт в диапазоне частот 90−110 ГГц до сих пор остается актуальной[5]. Цель данной работы – усовершенствование комплекса аналитической и одномерной численной модели HEMT транзисторов. Разработка методики многопараметрического анализа влияния эффекта всплеска скорости в канале короткоканальных транзисторов.

Ранее авторами [6-8] детально изучались особенности физико-топологического моделирования данных структур, был предложен комплекс аналитических и численных моделей для расчета электрофизических параметров исследуемых приборов. Важной особенностью предлагаемого комплекса моделей является численный расчет параметров переноса электронов вдоль канала транзистора их скорости и энергии. За счет использования одномерной модели становится возможным проведение многопараметрической (до 5-7 параметров и более) оптимизации параметров транзистора. Последнее важно при использовании многослойных гетероструктур, каждый из слоев которых характеризуется рядом параметров – толщиной, проводимостью и т.п.

Исследуемые структуры

В расчётах были использованы транзисторы приборные HEMT гетероструктуры ES-228 и ES-344 с двухсторонним легированием канала (double HEMT). Особенностями конструкции приборных double HEMT гетероструктур является наличие дополнительного поставщика электронов в канал — высоколегированного слоя n^+-AlGaAs, расположенного ниже канального слоя InGaAs, обеспечивающего поставку дополнительного количества электронов в проводящий канал [9], контактного слоя n^+-GaAs [9]. Концентрация и подвижность 2D газа в канале составляет $3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и 7000 см^2 / (В · с). Дизайн структуры показан в табл. 1

Табл. 1. Параметры слоев транзисторной гетеростуктуры

Наименование слоя эпитаксиальной структуры	Материал	Толщина слоя, нм
Контактный	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	20
Etch-stop слой	InAlAs	3
Контактный	$In_{0.53}Ga_{0.47}As$	15
Барьерный	$In_{0.52}Al_{0.48}As$	21
Композитный		26
Буферный	$In_{0.52}Al_{0.48}As$	150
Подложка InP (100)		

Параметры структур

Гетероструктура InAlAs/InGaAs (RC-1725) с двухсторонним легированием канала на подложке InP была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург [10]. Для используемой структуры типичные значения концентрации и подвижности 2D газа в канале составляют $(2.8 - 3.1) \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ и 9500−10 000 см^2 / (В · с) соответственно. Дизайн структуры показан в табл. 2 [10].

В АО НПП «Салют» были изготовлены три партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: на структуре ES-228 травление проходило однократно, затвор расположен по центру между стоком и истоком (SR-HEMT GaAs), на структурах ES-344 и RC-1725 проводилось двойное травление, затвор смещен к истоку транзистора (DR-HEMT GaAs и DR-HEMT InP соответственно). Для других подложек форма затвора и длина были аналогичными.

Табл. 2. Параметры слоев транзисторной гетероструктуры HEMT InP

Наименование слоя эпитаксиальной структуры	Материал	Толщина слоя, нм
Контактный слой	n^+-GaAs	50 – 60
Etch-stop слой	AlAs	2 – 3
Барьерный слой 1	GaAs	15 – 20
Барьерный слой 2	$Al_xGa_{1-x}As$	5 – 7
Легированный слой	n^+-$Al_xGa_{1-x}As$	15 – 20
Спейсер	$Al_xGa_{1-x}As$	2 – 3
Сглаживающий слой	GaAs	1 – 3
Канальный слой	$In_xGa_{1-x}As$	8 – 15
Сглаживающий слой	GaAs	1 – 3
Спейсер	$Al_xGa_{1-x}As$	2 – 3
Легированный слой	n^+-$Al_xGa_{1-x}As$	2 – 6
Барьерный слой 2	$Al_xGa_{1-x}As$	100 – 150
Барьерный слой 1	GaAs	200 – 300
Подложка	i-GaAs	

Результаты расчёта

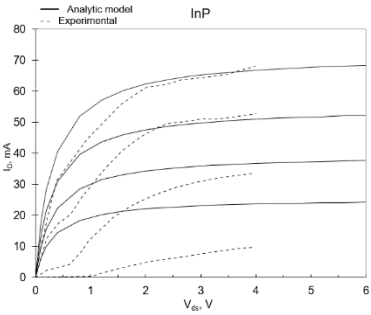


Рис. 1

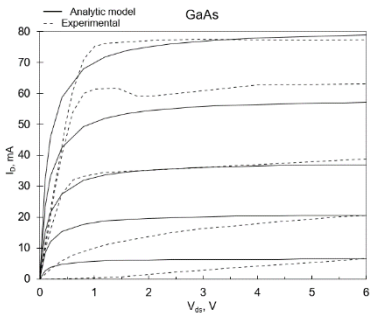


Рис. 2.

Рис 1, 2. Сравнение вольтамперных теоретических и экспериментальных характеристик. 1) От -0,8 В до -0,2 В с шагом 0,2 В для InP структуры; 2) От -1,2 В до 0,4 В с шагом 0,4 В для GaAs структуры

Результаты измерений статических характеристик исследуемых транзисторов показаны на рис. 1 и рис. 2. Наличие области отрицательного дифференциального сопротивления связано с междолинным рассеянием электронов в транзисторах с узким затвором. Двойная канавка увеличивает ток стока транзистора, что связано с увеличением скорости электронов в канале. Аналитически рассчитанные значения удельной крутизны составили 374,5 мСм/мм для структуры GaAs и 888 мСм/мм для InP.

Транзисторы, выполненные по технологии двойного травления на структуре InP HEMT, показали в 2 раза большую крутизну (~ 1000 мСм/мм), чем транзисторы на структуре ES-344 GaAs HEMT, вследствие большей подвижности электронов в канале и меньшего напряжения отсечки (см. рис. 2). Стоит отметить, что несмотря на большое пробивное напряжение затвор-исток (12 В), транзисторы на структуре InP имели рабочее напряжение на стоке не более 4В.

Заключение

Рассчитанные значения параметров при помощи исследуемой модели довольно близки к опытным. Для GaAs структуры отклонение составило 6%, и 11% для InP.

[1] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
[2] Пузанов А.С., Насеткин К.А. // В кн.: Труды XXIII научной конференции по радиофизике (г. Нижний Новгород, 13-21 мая 2019 г.). – Нижний Новгород, 2019. С. 90.
[3] Насеткин К.А., Пузанов А.С. // В кн.: Труды XXII научной конференции по радиофизике (г. Нижний Новгород, 15-29 мая 2018 г.). – Нижний Новгород, 2018. С. 66.
[4] Cho S.-J., Wang C., Maharjan R.K., Kim N.-Y. Proceedings of APMC 2012. (Kaohsiung, Taiwan, 2012) P. 4.

[1] Беляков В.А., Макарцев И.В., Фефелов А.Г., Оболенский С.В., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Кулагина М.М., Малеев Н.А. // Влияние технологии двойного травления под затвор на параметры HEMT транзисторов на подложках GaAs и InP
[2] Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В. и др. // Физика и техника полупроводников, т. 46, вып. 12, с 1587−1592, 2012 г.
[3] Yokoyama K., Hess K. Monte Carlo study of electronic transport in Al1-xGaxAs/GaAs single-well heterostructures // Phys. Rev. B. 1986. Vol. 33, N 8. P.5595-5605.
[4] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С., Боженькина А.Д. // Физика и техника полупроводников, 2020, том 54, вып. 9, с 968 – 973, 2020.
[5] Boos J.B., Kruppa W. // Electron. Lett., 27, 1909 (1991)
[6] Малеев Н.А., Васильев А.П., Кузьменков А.Г., Бобров М.А., Кулагина М.М., Трошков С.И., Малеев С.Н., Беляков В.А., Петряков Е.В., Кудряшов Ю.П., Фефелова Е.Л., Макарцев И.В., Блохин С.А., Ахмедов Ф.А., Егоров А.В., Егоров А.В., Фефелов А.Г., Устинов В.М. // Письма ЖТФ, 45 (21), 29 (2019).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ СУБНАНОМЕТРОВЫХ ДИОДНЫХ СТРУКТУР ПОСЛЕ СТАБИЛИЗАЦИИ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

А.А. Потехин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Взаимодействие корпускулярного и фотонного ионизирующих излучений с веществом носит стохастический характер, что обусловливает усиление неоднородности дефектообразования при уменьшении размеров полупроводниковых структур для заданного уровня воздействия. В результате, погрешность результатов расчетов физико-топологических моделей, основанных на однородном изменении электрофизических параметров полупроводника (подвижности, коэффициенте диффузии, времени жизни носителей заряда) при радиационном воздействии, растет. В предельном случае, когда размеры структуры становятся меньше характерных размеров области разупорядочения (10…50 нм для кремния и арсенида галлия) по крайней мере по одному из направлений, даже один кластер радиационных дефектов способен перекрыть канал полевого или базу биполярного транзисторов [1]. Также, при моделировании малоразмерных структур необходимо учитывать не только количество образовавшихся при радиационном воздействии дефектов, но и их конфигурацию. Одним из теоретических способов учета областей разупорядочивания служит введение в расчет связанного заряда глубоких уровней. Экспериментальная методика высокочастотного детектирования процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах предложена в работе [2].

Описание математической модели

В качестве основной модели для реализации задачи учета связанного заряда была выбрана диффузионно-дрейфовая модель, в представленном ниже виде:

$$\varepsilon_0 \nabla(\varepsilon \nabla\varphi) + q(p - n - N_a + N_d) = -\rho, \quad (1)$$

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

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

$$j_n = qn\mu_n E + q\nabla(D_n n), \quad (4)$$

$$j_p = qn\mu_{np} E - q\nabla\left(D_p p\right). \quad (5)$$

где φ – потенциал электрического поля, ε_0 – электрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, D_n, D_p – коэффициенты диффузии дырок и электронов, j_n, j_p – плотности токов электронов и дырок, n, p – концентрации электронов и дырок, N_a, N_d – концентрации ионизированных доноров и акцепторов, ρ – плотность связанного заряда глубоких уровней [3]. При этом, модель является принципиально трехмерной, ввиду необходимости учета локализации заряда

в структуре. При решении задачи переноса носителей заряда использовались периодические граничные условия и аппроксимация Шарфеттера-Гуммеля [4]. В качестве численной схемы решения системы уравнений использовалась схема Гуммеля. Связанный заряд рассматривался как совокупность стабилизированных точечных дефектов, образующихся при взаимодействии нейтронов с кристаллической решеткой полупроводниковой структуры. Первичное образование дефектов моделировалось в среде TRIM. Модель обработки данных представлена в [5, 6].

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов для формирования связанного заряда из исходных данных, полученных в TRIM, представлены на рисунке. Для 100 реализаций областей разупорядочивания, для каждой энергии первичного атома отдачи была построена зависимость числа дефектов, учитываемых в расчете от общего числа дефектов для кремния (▲) и арсенида галлия (♦).

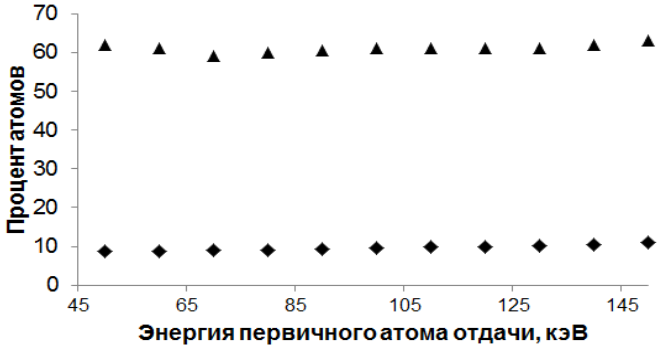


Рис.

Подобное поведение представленных алгоритмов рассматривалось ранее в работе [5]. Это обусловлено особенностями передачи энергии первичного атома отдачи электронной и ионной подсистемам полупроводника в диапазоне энергий 50…150 кэВ [7]. При этом рассматривались оба механизма передачи энергии – как атомам, так и электронам.

При моделировании полупроводниковых диодных структур основной особенностью являлись значительные расхождения в результатах моделирования вольтамперной характеристики в зависимости от конфигурации дефектов, образовавшихся в структуре. В таблице приведен разброс результатов моделирования в зависимости от характерного размера структуры. Моделирование проводилось для наиболее распространенных топологических норм, используемых в современных радиационностойких интегральных микросхемах. В качестве исходных данных для моделирования областей разупорядочивания использовались реализации TRIM с энергией первичного атома отдачи, равной 100 кэВ. Вбрасывание первичного атома отдачи происходило по нормали к поверхности контакта диодной структуры. Дефекты, образовывавшиеся за пределами области моделирования транспорта носителей заряда в рассмотрение не включались.

Табл.

Размер структуры, нм	90	120	240	350	500
Разброс ВАХ, %	92	63	20	11	0,5

Подобный разброс значений вольтамперных характеристик связан, в первую очередь, с тем, что рабочая область структуры становится сравнима в размерах с областью разупорядочивания, вызванной радиационным воздействием. При увеличении характерных размеров рабочей области конкретная конфигурация распределения заряженных центров перестает влиять на перенос носителей заряда, то есть пространственное распределение радиационных дефектов на макроуровне становится принципиально однородным. Поэтому для топологических норм 350 нм и 500 нм подобный ресурсоёмкий тип моделирования можно заменить моделированием с использованием одномерных моделей с учетом зависимости подвижности в полупроводнике от напряженности поля в нем.

Однако стоит заметить, что существенным недостатком данной работы служит использование только одного каскада смещений, полученных при моделировании в среде TRIM. Ввиду кратно возрастающего объема моделируемой области, вероятность появления в ней большего числа областей разупорядочивания возрастает.

Выводы

В работе рассмотрена модель переноса носителей заряда, учет дефектообразования в которой проведен через добавление связанного заряда на глубокие уровни, созданные частицами высоких энергий. Теоретически показано, что предложенный подход позволяет корректно учесть неоднородное повреждение полупроводника в субмикронных структурах. При топологических нормах 90 нм моделирование диодных структур показало, что изменение тока прямой ветви вольтамперной характеристики от реализации к реализации может достигать 90 %. При увеличении размеров рабочей области результаты расчетов плотности тока через модельную структуру сходятся к значениям, соответствующим расчетам в приближении однородной деградации электрофизических характеристик.

[1] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 53, № 12. С. 1706.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 12. С. 1585.
[3] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53. № 9. С.1279.
[4] Scharfetter D.L., Gummel H.K. // IEEE Trans. Electron Devices. 1969. Vol. 16, № 1. P. 64.
[5] Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Тр. XXV научной конференции по радиофизике. 14-26 мая 2021 г. – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 90.
[6] Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Тр. XXV научной конференции по радиофизике. 14-26 мая 2021 г. – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 94.
[7] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ЛЕГИРОВАНИЯ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР С УЧЕТОМ НЕНУЛЕВОГО ТОКА УТЕЧКИ

Д.А. Сидоров, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (ТВПЭ или HEMT – Hi Electron Mobility Transistor) имеют ряд важных преимуществ перед полевыми транзисторами с объемным каналом. Увеличение подвижности достигается за счет эффекта размерного квантования в канале транзистора, снижающего темп рассеяния электронов. Рассеяние на примеси также снижает подвижность, поэтому канал транзистора с высокой подвижностью электронов не легируют. Источником электронов в канале является один или два δ-слоя легирующей примеси, расположенных в непосредственной близости от слоя квантовой ямы. Структура с двумя δ-слоями позволяет создать большую концентрацию электронов в канале, хотя она значительно сложнее в изготовлении [1]. Поэтому актуальной является задача неразрушающего контроля пространственного положения δ-слоев относительно слоя квантовой ямы транзистора с высокой подвижностью электронов.

Одним из основных неразрушающих методов диагностики квантово-размерных гетеронаноструктур для определения пространственного распределения концентрации свободных носителей заряда, сочетающий простоту, дешевизну с одной стороны и высокую точность с другой стороны, является вольтфарадное профилирование [2, 3]. Присутствие гетерограницы или квантовой ямы в полупроводниковой структуре приводит к искажению профиля распределения свободных носителей заряда из-за их перераспределения между объемом и локализованными квантовыми состояниями и последующего электростатического взаимодействия между ними. В результате в дифференциальной емкости гетеронаноструктуры появляется составляющая, которая определяется изменением заряда на этих квантовых состояниях при изменении напряжения смещения. Исследование емкости, связанной с локализованными квантовыми состояниями, позволяет определить их пространственное положение.

Для анализа вольт-емкостных характеристик гетеронаноструктур разработаны методы, основанные на самосогласованном решении уравнений Пуассона и Шредингера [2, 3]. При этом в указанных моделях игнорируется проводимость гетеронаноструктуры, хотя влияние конечного тока утечки при больших напряжениях смещения на восстановление пространственного положения слоя квантовой ямы признается в обеих работах.

Так как суммарная толщина слоев гетеронаноструктуры с двойным δ-легированием больше, чем одиночным δ-слоем, требуется большее напряжение смещения при проведении измерений вольтфарадной характеристики для получения полной картины распределения концентрации свободных носителей заряда в ней. Поэтому актуальным является вопрос учета тока утечки при восстановлении профиля легирования квантово-размерных гетеронаноструктур транзисторов с высокой подвижностью электронов с двойным δ-легированием.

Математическая модель

Как отмечалось выше, традиционно для анализа вольтфарадных характеристик гетеронаноструктур применяется приближение, основанное на самосогласованном решении уравнений Пуассона и Шредингера в виде

$$-\frac{\hbar}{2}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{m^*}\frac{\partial}{\partial x}\right)\Psi + W_C\Psi = W\Psi, \tag{1}$$

$$W_C = -q\varphi - \chi, \tag{2}$$

$$\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial x}\left(\varepsilon\frac{\partial}{\partial x}\right)\varphi = -q(N_d^+ - n_{3D} - n_{2D}), \tag{3}$$

$$n_{3D} = 2\left(\frac{2\pi k_B T m^*}{(2\pi\hbar)^2}\right)^{\frac{3}{2}} F_{1/2}\left(-\frac{W_C - W_F}{k_B T}\right), \tag{4}$$

$$n_{2D} = \frac{k_B T m^*}{\pi\hbar^2}\sum_i |\Psi|^2 ln\left(1 + exp\left(-\frac{W_i - W_F}{k_B T}\right)\right), \tag{5}$$

$$\int |\Psi|^2 dx = 1, \tag{6}$$

$$\int (N_d^+ - n_{3D} - n_{2D})dx = 0. \tag{7}$$

Здесь q – заряд электрона, m^* – эффективная масса электрона, $\hbar$ – постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, ε_0 – диэлектрическая постоянная, ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, φ – потенциал электрического поля, χ – энергия сродства к электрону, W_C – энергия дна зоны проводимости, W_i – энергия уровней размерного квантования, W_F – энергия уровня Ферми (электрохимический потенциал), Ψ – волновая функция, N_d^+ – концентрация ионизованных доноров, n_{3D} – концентрация свободных электронов в зоне проводимости объемного материала, n_{2D} – концентрация двумерного электронного газа в области квантования, $F_{1/2}$ – интеграл Ферми-Дирака порядка 1/2.

Важно отметить, что E_F, определяемая через условие электронейтральности (7), является в модели (1)-(7) постоянной величиной, независящей от координаты, поэтому ток через образец равен нулю. Таким образом, для учета тока утечки необходимо заменить условие электронейтральности (7) на систему уравнений, описывающую надбарьерный перенос носителей заряда:

– в диффузионно-дрейфовом приближении

$$\frac{\partial j_{n3D}}{\partial x} = 0, \tag{8}$$

$$j_{n3D} = \mu_n \left(n_{3D} \frac{\partial W_C}{\partial x} + k_B T \frac{\partial n_{3D}}{\partial x} + f_n^{td} k_B n_{3D} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{3}{2} n_{3D} k_B T \frac{1}{m^*} \frac{\partial m^*}{\partial x} \right), \quad (9)$$

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (10)$$

$$\mu_n = \begin{cases} \mu_{n0} & E = 0 \\ \dfrac{\mu_{n0} + \dfrac{v_s}{|E|} \left(\dfrac{E}{E_0} \right)^4}{1 + \left(\dfrac{E}{E_0} \right)^4} & E \neq 0. \end{cases} \quad (11)$$

– в квазигидродинамическом приближении к системе уравнений (1)-(6) и (8)-(9) добавляются уравнения баланса температуры электронного газа

$$-\frac{\partial S_n}{\partial x} + \frac{1}{q} j_n \frac{\partial W_c}{\partial x} - \frac{3}{2} k_B n_{3D} \frac{T - T_0}{\tau_{Wn0} \dfrac{\left(\dfrac{T}{5T_n} \right)^2}{1 + \left(\dfrac{T}{5T_n} \right)^4}} = 0, \quad (12)$$

$$S_n = -\frac{5 r_n}{2} \left(\frac{k_B T}{q} j_n + f_n^{hf} \frac{k_B^2}{q} n_{3D} \mu_n T \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad (13)$$

$$q \mu_n E_{neff}^2 - \frac{3}{2} k_B \frac{T - T_0}{\tau_{Wn0} \dfrac{\left(\dfrac{T}{5T_0} \right)^2}{1 + \left(\dfrac{T}{5T_0} \right)^4}} = 0, \quad (14)$$

$$\mu_n = \begin{cases} \mu_{n0} & E_{neff} = 0 \\ \dfrac{\mu_{n0} + \dfrac{v_s}{|E_{neff}|} \left(\dfrac{E_{neff}}{E_0} \right)^4}{1 + \left(\dfrac{E_{neff}}{E_0} \right)^4} & E_{neff} \neq 0. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь j_n – плотность электрического тока, S_n – плотность потока энергии, μ_n – подвижность электронов, τ_{Wn} – время релаксации энергии электронов, v_s – скорость насыщения, E – напряженность электрического поля, E_{neff} – вспомогательная величина, имеющая размерность электрического поля, $f_n^{td} = 1{,}0$, $r = 1{,}0$, $f_n^{hf} = 1{,}0$ – параметры модели.

Туннельная составляющая плотности тока рассчитывалась на базе формализма Ландауэра [4]

$$j_{n2D} = \frac{q}{4\pi^3\hbar}\int_0^\infty dk_y dk_z \int_0^\infty T\big(W(k)\big)\Big(f\big(W(k)\big) - f\big(W(k')\big)\Big)\frac{\partial W}{\partial k_x}dk_x, \qquad (16)$$

где k_x, k_y, k_z –составляющие волнового вектора электрона, k и k' – волновой вектор электрона до и после туннелирования, f – функция распределения Ферми-Дирака, W – энергия электрона, T – коэффициент прохождения электрона через квантово-размерную структуру, рассчитываемый по формуле

$$T = \frac{\Psi'^* \dfrac{\partial \Psi'}{\partial x} - \Psi' \dfrac{\partial \Psi'^*}{\partial x}}{\Psi^* \dfrac{\partial \Psi}{\partial x} - \Psi \dfrac{\partial \Psi^*}{\partial x}}. \qquad (17)$$

Результаты и обсуждение

В качестве объекта исследования был выбран транзистор с высокой подвижностью электронов с двойным δ-легированием из работ [5, 6]. Результаты расчетов пространственного профиля дна зоны проводимости в зависимости от приложенного напряжения смещения приведены на рис. 1. Экспериментальные данные проводимости гетеронаноструктуры с двойным δ-легированием (-o-) и результаты расчетов (—) приведены на рис. 2.

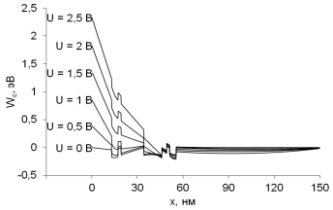


Рис. 1

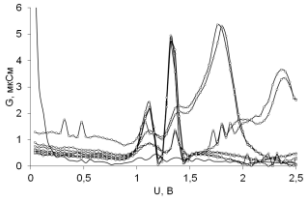


Рис. 2

[1] Егоров А.Ю., Гладышев А.Г., Никитина Е.В., Денисов Д.В., Поляков Н.К., Пирогов Е.В., Горбацевич А.А. // Физика и техника полупроводников. 2010. Т. 44, № 7. С. 950.
[2] Брунков П.Н. // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Санкт-Петербург, 2007, 315 с.
[3] Зубков В.И. // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Санкт-Петербург, 2007, 333 с.
[4] Петер Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников. – М.: Физматлит, 2002, 560 с.
[5] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Хазанова С.В., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л., Иванов А.Б., Пузанов А.С. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 968.
[6] Тарасова Е.А., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Земляков В.Е. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 10. С. 872.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ЗАРОДЫШЕЙ В СВЕРХПРОВОДНИКАХ С МОДУЛИРОВАННОЙ ДЛИНОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ

С.С. Цветков, Д.А. Савинов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского
ИФМ РАН

Теоретическое введение

Сверхпроводники – материалы, сопротивление которых при понижении температуры до некоторой величины T_c становится равным нулю [1].

Для таких материалов наблюдается эффект Мейснера-Оксенфельда , который заключается в том, что если материал находится в сверхпроводящем состоянии, то он полностью экранирует внешнее магнитное поле, в котором находится [2]. Данный эффект наблюдается при значениях магнитного поля, не превышающих критического термодинамического магнитного поля H_c, при превышении которого образец переходит в нормальное состояние.

Массивный сверхпроводник II рода без дефектов во внешнем магнитном поле

В данной работе рассматриваются сверхпроводники второго рода, которые характеризуются наличием смешанного состояния [3]. При увеличении внешнего магнитного поля H_0, поле начинает проникать в образец в виде вихрей, плотность которых увеличивается при увеличении H_0. При превышении полем значения H_{c2} плотность вихрей увеличивается, что приводит к тому, что период решетки оказывается порядка размера вихря. Вихри соприкасаются своими нормальными сердцевинами, и происходит фазовый переход второго рода в нормальное состояние.

Нахождение H_{c2} и H_{c3} в случае однородной длины когерентности

Итак, для массивного сверхпроводника без дефектов, предельное поле для существования сверхпроводимости – это поле H_{c2}. Для нахождения данного поля воспользуемся линеализованным уравнением Гинзбурга-Ландау:

$$\xi^2\left(-i\nabla+\frac{2|e|}{\pi c}\vec{A}\right)^2\psi=\left(1-\frac{T}{T_{c0}}\right)\psi, \tag{1}$$

где ξ – длина когерентности (см. рис. 1), которая определяется формулой: $\xi(T)=\xi_0/\sqrt{1-T/T_{c0}}$ (см. рис. 1), где T_{c0} – критическая температура при $H=0$.

Рассмотрим неограниченный массивный сверхпроводник во внешнем магнитном поле, направленному по оси z. Выберем калибровку Ландау в виде: $A_y=Hx$. Волновую функцию выберем следующим образом: $\psi=f(x)e^{ik_y y}e^{ik_z z}$.

В результате подстановки калибровки и волновой функции в уравнение (1) получим уравнение:

$$-\mathrm{f}''(\mathrm{x})+\left(\frac{2\pi H}{\Phi_0}\right)^2(x-x_0)^2\mathrm{f}(\mathrm{x})=\left(\frac{1}{\xi^2}-k_z^2\right)f(x), \tag{2}$$

где $x_0 = k_y c\hbar/2eH -$ оптимальная точка зарождения параметра порядка.

Основной уровень энергии соответствует максимальному полю H_{c2}. Решение для основного уровня энергии имеет вид : $f(x) = \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\xi^2}\right)$.

В случае рассмотрения полуограниченного сверхпроводника, условия для зарождения параметра порядка на границе оказываются более энергетически выгодными. Критическое поле существования сверхпроводимости на границе сверхпроводника превосходит H_{c2} и называется H_{c3}. Найдем зависимость $H_{c3}(T)$ в случае отсутствия дефектов.

Точная волновая функция данной задачи устроена достаточно сложно, поэтому выберем волновую функцию в виде: $\psi = f(x)e^{ik_y y}e^{ik_z z}$, где пробная функция $f(x) = \exp(-\alpha x^2)$. Тут $\alpha -$ варьируемый параметр.

Для поиска H_{c3} воспользуемся функционалом энергии Гинзбурга – Ландау:

$$E_0 = \min \frac{\int \xi^2 \left[\frac{4\pi^2}{\Phi_0^2} H^2 (x - x_0)^2 f^2(x) + (\nabla f(x))^2\right] dV}{\int f^2(x) dV}, \tag{3}$$

где сдвинутая критическая температура $E_0 = 1 - T_c/T_{c0}$.

В результате решения получим, что H_{c3} идет с большим наклоном чем H_{c2} в 1,7 раз вблизи T_{c0}: $H_{c3} = 1{,}7\ H_{c2}$, но тоже ведет себя линейно.

Образование зародыша на дефекте. Поле H_{c2}.

В данной работе был рассмотрел случай появления зародыша сверхпроводящей фазы на дефекте, локализованном в начале координат, в случае неограниченного массивного сверхпроводника (см. рис. 3).

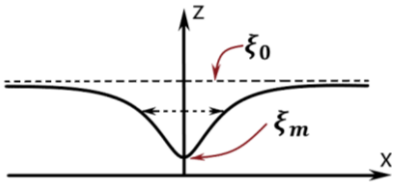


Рис. 3

Профиль длины когерентности, имеющую зависимость вдоль одной координаты, смоделируем в виде гаусса:

$$\xi^2(x) = \xi_0^2 - (\xi_0^2 - \xi_m^2)\exp\left(-\frac{x^2}{l_c^2}\right). \tag{4}$$

Пробную функцию выберем в следующем виде: $f(x) = \exp(-\alpha x^2)$.

Подставляя все в функционал энергии (3) и интегрируя, получаем:

$$E_0 = \min_a \left\{\frac{h^2 + a^2}{2a}\left[1 - \frac{k-1}{k}\left(\frac{a}{a+b}\right)^{3/2}\right]\right\}, \tag{5}$$

где $a = a\xi_0^2,\ b = (\xi_0/l_c)^2,\ k = \frac{\xi_0}{\xi_m},\ h = \frac{2\pi\xi_0^2 H}{\Phi_0}$.

Минимизируя данный функционал по параметру a, получаем зависимость $H_{c2}(T)$ при $k = 20$ (см. рис. 4).

Видно, что с увеличением характерного размера дефекта l_c увеличивается нелинейность $H_{c2}(T)$ вблизи T_{c0}.

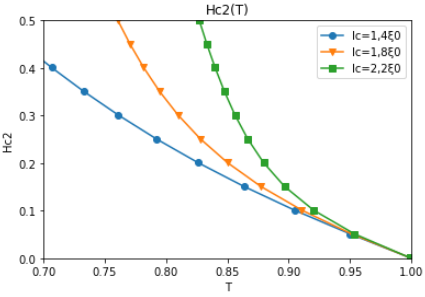


Рис. 4

Образование зародыша на дефекте. Поле H_{c3}.

Для поиска $H_{c3}(T)$, в случае наличия дефектов, воспользуемся функционалом энергии (3). Выберем волновую функцию в виде: $\psi = f(x)e^{ik_y y}e^{ik_z z}$, где пробная функция $f(x) = \exp(-\alpha x^2)$. Профиль длины когерентности снова выберем в виде (4). В данной задаче необходимо проводить минимизацию по двум варьируемым параметрам – a и g, где $g = x_0/\xi_0$. Выражение, полученное в данном случае, получается достаточно сложным, поэтому результат представлен графически в виде зависимостей температуры от варьируемых параметров (см. рис. 5 и 6).

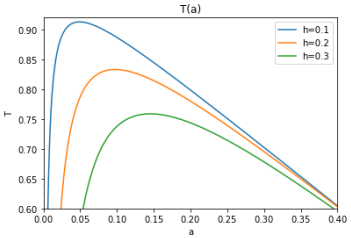


Рис. 5

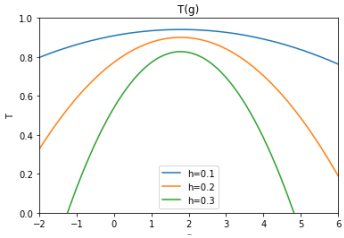


Рис. 6

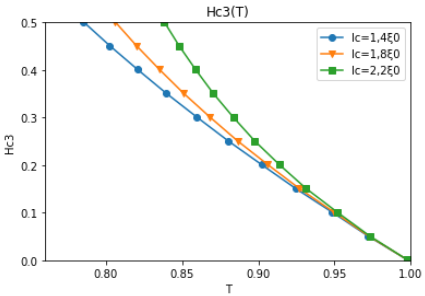


Рис. 7

В результате минимизации по параметрам a и g, получаем графики зависимости $H_{c3}(T)$ (см. рис. 7).

Здесь также с увеличением размера дефекта l_c нелинейность $H_{c3}(T)$ становиться более заметна вблизи T_{c0}.

Интерполяционные формулы для H_{c2} и H_{c3}.

Были получены интерполяционные формулы для $H_{c2}(T)$ и $H_{c3}(T)$, описывающие линии фазового перехода в явном виде при условии, что $\xi_0 \gg \sqrt{\xi_m l_c}$.

Интерполяционная формула для H_{c2}:

$$E_0 = h\left[1 - \left(\frac{k-1}{k}\right)\left(\frac{h}{h+b}\right)^{3/2}\right]. \quad (6)$$

Интерполяционная формула для H_{c3}:

$$E_0 = 0{,}6h - \left(\frac{k-1}{k}\right)\left(\frac{1}{1+1{,}6\frac{b}{h}}\right)^{\frac{3}{2}}\left[1{,}7h + 0{,}9b - 1{,}4\sqrt{h}\sqrt{0{,}6h+b}\right]. \quad (7)$$

Заключение

В данной работе была решена задача об образовании локализованных зародышей сверхпроводящей фазы в магнитном поле для неограниченного образца, в котором ξ имеет модуляцию вдоль одной координаты, имитирующую простейшую ситуацию с одним дефектом. Также решена задача для полуограниченного образца, где учитывается аналогичная модуляция ξ. Были получены интерполяционные формулы для обеих задач. Предсказанные теоретические особенности сопоставлены с результатами экспериментальных данных для высокотемпературного сверхпроводника YBCO, облученного ионами ксенона.

[1] Onnes H.K. // Leiden Comm. 1911. Vol. 122b, 124 p.
[2] Meissner W., Ochsenfeld R. // Naturwissenschaften. 1933. Vol. 21, p. 787.
[3] Абрикосов А.А. // ЖЭТФ. 1957. Т. 32, с. 1174.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА ФОРМИРОВАНИЯ ЕДИНИЧНОГО КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПЕРЕНОС НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КАНАЛЕ ТРАНЗИСТОРНОЙ СТРУКТУРЫ

И.Ю. Забавичев

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Известно, что радиационное воздействие потока отдельных ядерных частиц (ОЯЧ) приводит к ухудшению параметров полупроводниковых материалов: концентрации и подвижности основных носителей заряда. Данные изменений происходят из-за возникновения скоплений структурных повреждений – кластеров радиационных дефектов (КРД), вызванного упругим взаимодействием ОЯЧ (протона, нейтрона, альфа-частицы, тяжелой заряженной частицы или первичного атома отдачи) с атомами кристаллической решетки вещества [1]. Кластеры радиационных дефектов окружены областью пространственного заряда, что формирует внутри и вокруг разупорядоченной области потенциал рассеяния [2]. Поэтому кластеры радиационных дефектов выступают в роли центров рассеяния носителей заряда, снижая их направленную скорость и как следствие подвижность.

Наряду с упругим взаимодействием протекают ионизационные процессы [3, 4], возникающие по двум причинам: кулоновского взаимодействия заряженной частицы с электронами внешних орбиталей атомов кристаллической решетки и ударного взаимодействия двух атомов, в результате которого изначально покоящийся атом кристаллической решетки приобретает скорость большую, чем скорость орбитальных электронов в приближении полуклассической модели атома Бора.

Традиционно считается [5], что устойчивость к сбоям ячейки статической памяти определяется соотношением между величиной критического заряда, то есть величиной заряда в канале транзистора, вызывающего переключение состояния ячейки статической памяти, и величиной собранного заряда, то есть зарядом неравновесных носителей в части трека ОЯЧ, проходящей через рабочую область транзистора. Если величина критического заряда меньше величины собранного заряда, то переключение, вызывающее сбой, происходит; в противном случае переключения, и как следствие сбоя, не происходит.

Однако для транзисторных структур, размеры рабочих областей которых сопоставимы с разупорядоченной областью, возможна реализация ситуации, когда сбой происходит вследствие процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов. В этом случае радиационно-индуцированные дефекты существенным образом снижают проводимость канала, вызывая резкое уменьшение величины протекающего тока. При этом рассеяние носителей заряда происходит на ещё незаряженных дефектах подобно механизму рассеяния на нейтральных атомах примеси.

В данной работе проведен анализ влияния процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на перенос носителей заряда в канале транзисторных структур.

Математическая модель

В данной работе для моделирования динамики формирования КРД и сопутствующих ионизационных процессов использовалось ПО LAMMPS [6], в котором реализован метод классической молекулярной динамики вместе с двухтемпературной моделью атомной и электронной подсистем кристаллической решетки [7]. В каждый момент времени оцениваются следующие параметры: число пар Френкеля N_{def}; энергия, переданная в электронную подсистему, и температура электронно-дырочной плазмы.

Для оценки величины радиационно-индуцированного заряда, сгенерированного при образовании разупорядоченной области, использовалась подход, описанный в работе [8]. В каждый момент времени, с помощью программы LAMMPS рассчитывается количество энергии, переданной из атомной подсистемы в электронную. Учитывая температуру электронно-дырочной плазмы в области формирования разупорядоченной области [9], можно вычислить суммарный радиационно-индуцированный заряд, так как темп генерации существенно превосходит темп рекомбинации неравновесных носителей заряда.

После радиационного воздействия в канале транзистора формируется разупорядоченная область, удельное проводимость которой близка к удельной проводимости собственного полупроводника σ_i. Для аналитической оценки изменения проводимости канала транзисторной структуры после воздействия нейтронов σ_{rad} использовалось уравнение Вейнера [10, 11]:

$$\frac{\sigma_{rad} - \sigma_{ch}(N_d)}{\sigma_{rad} + 2 \cdot \sigma_{ch}(N_d)} = \frac{V_{cl}}{V_{ch}} \cdot \frac{\sigma_i - \sigma_{ch}(N_d)}{\sigma_i + 2 \cdot \sigma_{ch}(N_d)}, \quad (1)$$

где σ_{rad} – проводимости канала транзисторной структуры после воздействия нейтронов, σ_i – проводимость собственного полупроводника, σ_{ch} – проводимость канала транзисторной структуры до радиационного воздействия, V_{cl} – объём кластера радиационных дефектов, V_{ch} – объём канала транзисторной структуры, N_d – концентрация донорной примеси.

Более точный расчет изменения проводимости канала транзистора возможен с помощью численного моделирования. С этой целью использовался подход, основанный на самосогласованном методе Монте-Карло, в котором частота рассеяния λ_{form} на формирующемся КРД зависит от времени и, по аналогии с рассеянием на нейтральных атомах примеси, описывается следующим выражением:

$$\lambda_{form}(t) = 20 \cdot \frac{N_{def}(t)}{V_{ch}} \cdot \frac{\varepsilon\varepsilon_0 h^2}{(m^* q)^2}, \quad (2)$$

где h – постоянная Планка, ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, m^* – эффективная масса носителей заряда, q – заряд электрона.

Необходимо отметить, что в этом случае частота и угол рассеяния не зависят от энергии носителей энергии.

Результаты расчетов и их обсуждение

Влияние процесса формирования единичного КРД на перенос носителей заряда в канале транзисторной структуры рассмотрено на примере образования разупорядоченной области атомом отдачи в кремнии с первоначальной энергией 50 кэВ.

В качестве объекта исследований была выбрана кремниевая структура, в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течении 100 пикосекунд. Вдоль трех ортогональных направлений использовались периодические граничные условия, тем самым, моделируя поведение атомов в объемном материале. Для определения местоположения дефектов в моделируемой системе использовался метод, основанный на построении ячеек Вигнера-Зейтца.

Топологические размеры современных транзисторных структур [12], для которых проведены оценки изменения проводимости канала, представлены в таблице.

Табл.

Параметр \ Техпроцесс	1	2	3	4	5
Длина канала, нм	24	18	14	10	10
Ширина канала, нм	92	90	56,5	56,5	56,5
Глубина канала, нм	21	18	12	10	6

В соответствии с выражением (1), численной моделью на основе самосогласованного метода Монте-Карло, а также данными, представленными в таблице, были рассчитаны временные зависимости относительного изменения проводимости канала транзистора при нулевом смещении на затворе для различных топологических норм №1–5, представленные на рисунке (1–5 – аналитическая модель, 1’–5’ численная модель).

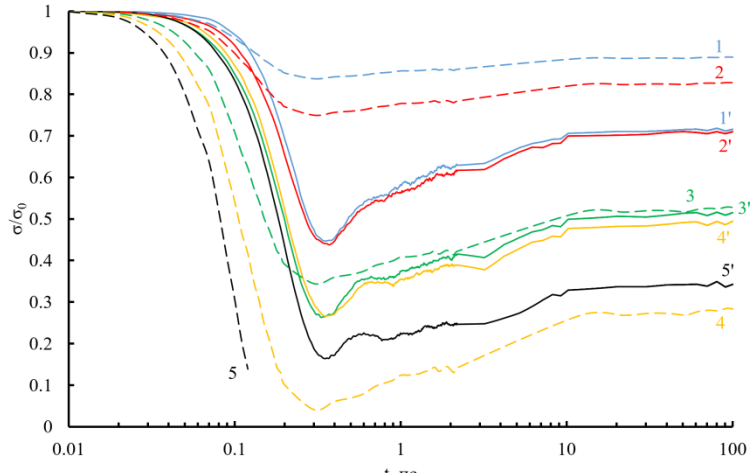


Рис.

Из представленных результатов следует, что согласно аналитической оценке при переходе к технологическому процессу №3 возможна ситуация, когда при формировании КРД проводимость канала уменьшается более чем в два раза. Однако численный расчет демонстрирует, что изменение проводимости лишь качественно соответствует аналитической оценке. Согласно результатам численного моделирования, проводимость канала уменьшается более чем в два раза даже для технологического процесса №1, а значит наличие сбоев, связанных с не ионизационными процессами, а с формированием КРД, должны наблюдаться не только для перспективных, но и для уже существующих изделий микро- и наноэлектроники.

[1] Давыдов А.С. Теория твердого тела. – М.: Наука, 1976.
[2] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
[3] Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Оболенский С.В. // Письма в журнал технической физики. 2021. Т. 47, № 6. С. 51.
[4] Пузанов А.С., Бибикова В.В., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Тарасова Е.А., Востоков Н.В., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2021. Т. 55, № 9. С. 743.
[5] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012». – Москва, 2012. С. 413.
[6] Plimton S., Comput J. // J. Phys. 1995. Vol. 117. P. 1.
[7] Duffy D., Rutherford A. // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. Vol. 19, 016207.
[8] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1279.
[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
[10] Bottcher C. J. F. Theory of Electric Polarisation. – New York: Elsevier, 1952, pp, 415-20.
[11] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Физика и техника полупроводников. 2022. Т. 56, № 7. С. 637.
[12] International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition, Copyright @ 2018 IEEE.

НИЗКОВОЛЬТНЫЙ ТИРИСТОР НА ОСНОВЕ GAAS КАК КОММУТАТОР ДЛЯ НИЗКОИМПЕДАНСНОЙ НАГРУЗКИ

К.С. Жидяев[1)], С.М. Некоркин[1)], А.Б. Чигинева[1)], Н.В. Байдусь[1)], И.В. Самарцев[1)], А.И. Терешин[2)], В.А. Токарев[2)], А.В. Крюков[2)], Д.И. Баклашов[2)]

[1)] НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

Приведены результаты экспериментальных исследований электрофизических, временных характеристик низковольтных быстродействующих GaAs-тиристоров, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. На основе тиристоров такого типа был реализован релаксационный генератор коротких (от 2,7 до 75 нс) импульсов тока для низкоимпедансной нагрузки. Полученные импульсы имели длительность фронта единицы наносекунд, а скорость нарастания тока достигала 8,5 кА/мкс. Обнаружена зависимость сопротивления GaAs-тиристора в открытом состоянии от длительности импульса протекающего тока. Продемонстрировано успешное применение GaAs-тиристора в схеме релаксационного генератора для накачки полупроводникового лазера и получены оптические импульсы длительностью 2 нс.

В настоящее время генерация коротких импульсов тока большой амплитуды для нагрузки с низким импедансом реализуется при помощи дискретных схем на основе Si или GaN полевых транзисторов с внешним управлением. Такими импульсами тока производят накачку мощных полупроводниковых лазерных диодов для формирования коротких оптических импульсов, например, во времяпролетных камерах. Наличие дискретных схем с большим числом электронных компонентов приводит как к увеличению массогабаритных параметров, так и к появлению паразитных индуктивных связей, что критично для генерации импульсов тока наносекундной длительности. Уменьшение паразитных явлений возможно при повышении степени интеграции и снижении числа электронных компонентов цепи [1]. Применение быстродействующего тиристора на основе GaAs в схеме релаксационного генератора на тиристоре с минимальным числом электронных компонентов позволяет получить короткие импульсы тока большой амплитуды с малой длительностью фронта [2]. Настоящая работа посвящена исследованию электрофизических и временны**х** характеристик низковольтного быстродействующего тиристора на основе GaAs в схеме релаксационного генератора.

Исследуемая тиристорная структура выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке n^+-GaAs и представляла собой четырехслойную *p-n-p-n*-конструкцию из слоев GaAs, легированных кремнием (n-тип) и углеродом (p-тип). Эмиттерные слои толщиной 0,3 мкм легировались до концентрации $2 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$. Базовая область p-типа имела толщину 2 мкм, концентрацию носителей заряда – $3{,}5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. В n-базе толщиной 1,9 мкм концентрация носителей была снижена до $2 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$. Из пластины с выращенной структурой с помощью металлизации, фотолитографии и химического травления изготавливались чипы диодных тиристоров (динисторов) размером 5×5 мм^2.Полученные чипы монтировались на медные теплоотводы с помощью In-припоя методом пайки.

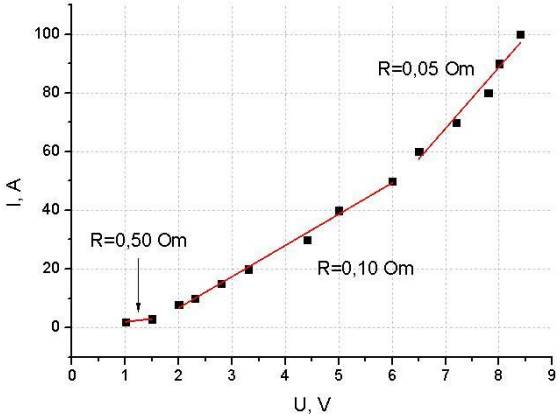


Рис. 1

Изготовленные GaAs-динисторы имели S-образную вольт-амперную характеристику (ВАХ) и обладали двумя устойчивыми состояниями: открытым и закрытым. В импульсном режиме прямая ветвь ВАХ в открытом состоянии (рис. 1) имела несколько линейных участков с разным наклоном. Данная зависимость была получена при пропускании через динистор импульсов тока длительностью 200 нс с внешнего генератора импульсов. Аппроксимация каждого участка ВАХ линейной функцией показала, что величина дифференциального сопротивления GaAs-динистора изменяется на порядок с увеличением тока: от R = 0,50 Ом при токах I ≤ 4 А до R = 0,05 Ом при I > 40 А. Такой результат может быть следствием увеличения излучательной рекомбинации в базовых областях динистора при больших токах [3].

Низкое дифференциальное сопротивление GaAs-динистора в открытом состоянии дает возможность использовать его для коммутации значительного тока через низкоомную нагрузку. С этой целью был реализован релаксационный генератор (рис. 2) на GaAs-динисторе (*D*) с напряжением переключения $U_{прк}$ = 14 В. В схеме использовались резисторы R_1 = 30 кОм; R_2 = 0,2 Ом; емкость конденсатора *C* варьировалась от 50 до 100 нФ. При подаче на схему напряжения питания $U_и$ = 21 В происходила зарядка конденсатора *C* до тех пор, пока напряжение на нем не достигало величины $U_{прк}$. В этот момент динистор переходил в открытое состояние, и конденсатор *C* разряжался через динистор *D* и резистор R_2, с которого снимался импульс тока. Сопротивление резистора R_1 выбиралось таким образом, чтобы ток источника питания, протекающий через динистор после разрядки емкости, позволил ему перейти обратно в закрытое состояние, и цикл переключений повторялся. Длительность генерируемого импульса определялась постоянной времени $\tau = R \cdot C$, где R – сумма сопротивлений последовательно соединенных динистора *D* и резистора R_2.

С помощью вышеописанной схемы были получены импульсы тока с длительностью 35, 45 и 75 нс и амплитудой 17, 20 и 22 А соответственно. Стоит отметить, что с уменьшением длительности импульсов и при прочих равных условиях происходит снижение амплитуды. Вероятнее всего это может быть связано с локализацией области протекания тока (шнурование тока) в слаболегированных базовых областях динистора при переключении в открытое состояние [4]. При генерации коротких импульсов тока локализованное проводящее состояние не успевает распространиться по всей

площади базовых областей, вследствие чего сопротивление динистора не достигает минимальных значений.

Используя временные зависимости импульсов напряжения и тока, протекающего через динистор, была построена кривая изменения сопротивления динистора со временем. На рис. 3 приведены временные зависимости тока и сопротивления динистора при генерации импульса длительностью 75 нс. Как видно из приведенных зависимостей минимальное значение сопротивления 0,01 Ом достигалось через 75 нс после начала нарастания импульсного тока. Для импульсов тока длительностью 35 и 45 нс минимальное значение сопротивления составило соответственно 0,09 и 0,08 Ом, которые достигались через 45 и 57 нс после начала нарастания импульсного тока. Дальнейшее уменьшение сопротивления могло не происходить по вышеописанной причине, которая связана со снижением излучательной рекомбинации при уменьшении протекающего тока. Для снижения степени локализации тока в базовых областях динистора необходимо увеличивать начальную область включения. Это может быть достигнуто при помощи электрического или оптического управления. Так же стоит отметить, что максимальная скорость нарастания тока в открытом состоянии динистора составила 8,5 кА/мкс, что в несколько раз больше чем в тиристорах на основе кремния.

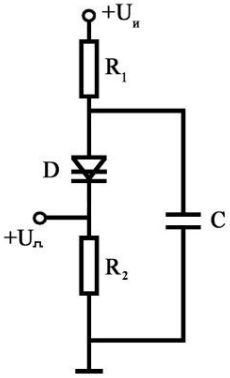


Рис. 2

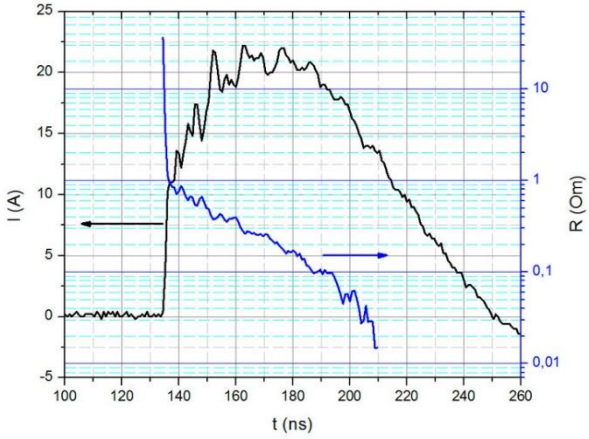


Рис. 3

Низкое сопротивление GaAs-динистора в открытом состоянии дает возможность использовать его в качестве коммутатора тока для низкоомной нагрузки, например, для накачки полупроводникового лазера. При последовательном подключении лазерного диода с динистором D и резистором R_2 в схеме релаксационного генератора и уменьшении емкости конденсатора *C* до 1 нФ была получена генерация токовых (1) и оптических (2) импульсов, осциллограммы которых приведены на рис. 4. Импульс тока имел амплитуду 14 А, длительность 2,7 нс и время нарастания фронта 1,5 нс. Соответствующие характеристики оптического импульса: амплитуда – 2 Вт, длительность – 2 нс, время нарастания фронта – 0,9 нс. Скорость нарастания тока составила 7,6 кА/мкс.

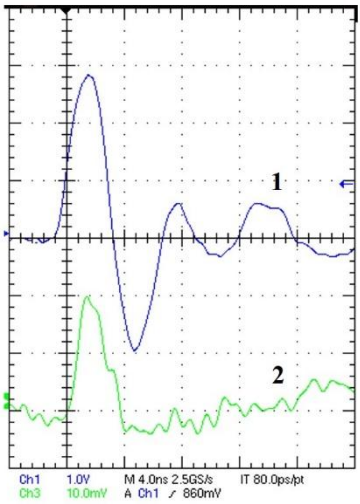


Рис. 4

Таким образом, продемонстрирован низковольтный быстродействующий динистор на основе GaAs, выращенный методом МОС-гидридной эпитаксии. Реализован релаксационный генератор на динисторе, с помощью которого получены импульсы тока длительностью от 2,7 до 75 нс. Показана возможность накачки полупроводникового лазера при помощи GaAs-динистора для генерации оптических импульсов длительностью 2 нс. Исследована динамика изменения сопротивления динистора при генерации импульсов тока разной длительности. Скорость нарастания тока динистора достигала 8,5 кА/мкс.

[1] Slipchenko S.O., Podoskin A.A. et al. // IEEE Transactions on Electron Devices. 2020. Vol. 67, № 1. P. 193.
[2] Жидяев К.С., Некоркин С.М. и др. Матер. XXVI Международ. симп. ”Нанофизика и наноэлектроника“. (Н. Новгород, Россия, 2022) Т. 2, с. 784.
[3] Алферов Ж.И., Корольков В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 5. С. 201.
[4] Подоскин А.А., Гаврина П.С. и др. // ФТП. 2021. Т. 55, № 5. С. 466.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 16 мая 2022 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.С. Оболенская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»

Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВЫСОТНЫЕ ПРОФИЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ НЕЙТРАЛЬНОЙ АТМОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ 90-130 КМ

Н.В. Бахметьева[1)], Е.Н. Сергеев[1)], И.Н. Жемяков[1, 2)], Е.Е. Калинина[1)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Изучение характеристик ионосферы и нейтральной атмосферы является одной из актуальных задач физики ионосферы и распространения радиоволн. В работе представлены новые данные измерений температуры нейтральной компоненты, полученные в результате экспериментов на стенде СУРА (56.15 N; 46.11 E) в августе-сентябре 2021 г. Представлены и обсуждаются высотные профили температуры и ее временные вариации на высотах Е-области ионосферы (90–130 км), делается сравнение полученных профилей температуры с модельными и полученными в экспериментах прежних лет. Эксперименты проводились методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы, суть которого подробно изложена в монографии [1]. Неоднородности создаются при излучении в зенит и отражении от ионосферы мощной радиоволны. В области Е разрушение (релаксация) неоднородностей после окончания нагрева происходит под действием амбиполярной диффузии. По измерению амплитуды сигнала, рассеянного периодическими неоднородностями, на стадии релаксации ИПН определяются важнейшие характеристики нейтральной составляющей ионосферы, в том числе температура и плотность нейтральной компоненты [1].

Вариации времени релаксации

В экспериментах в сентябре 2021 г. получено большое количество данных о температуре нейтральной атмосферы, определяемой по времени релаксации τ рассеянного сигнала. Результаты длительных наблюдений методом ИПН показали, что в высотно-временных вариациях времени релаксации рассеянного сигнала постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов [2]. На рис. 1 (левая панель) приведен пример экспериментальной высотной зависимости $\tau(h)$ (черные точки) и построенной с шагом по высоте 0.15 км и с усреднением по высоте с интервалом 1.2 км (красные точки). Высотный профиль температуры, представленный на правой панели рис. 1, обсуждается ниже. Время релаксации уменьшается с высотой в соответствии с диффузионным законом и, в целом, имеет обычные для Е-области значения от 0.5 до 2.0 с. Сравнительно большие значения, иногда достигающие 4.5-5.0 с, обусловлены влиянием спорадического слоя Е [1,2]. Волнообразное изменение вертикального профиля времени релаксации может быть обусловлено прохождением атмосферных волн с масштабом по высоте несколько км (в данном примере порядка 6 км).

На рис. 2 представлен график характерных временных вариаций времени релаксации сигнала на двух высотах Е-области 105 км (кружки) и 112 км (точки). Видно, что во времени релаксации наблюдаются сравнительно быстрые временные вариации с периодом от 30-45 секунд до 8 минут.

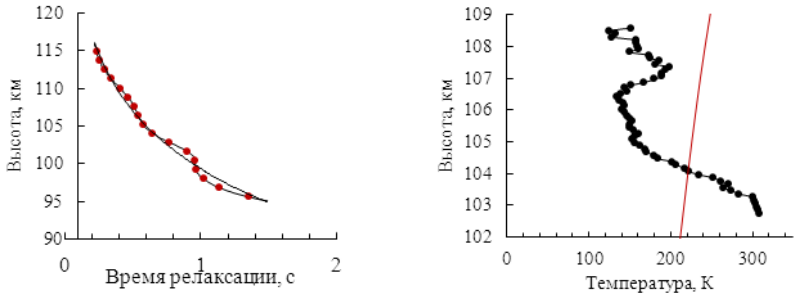


Рис. 1

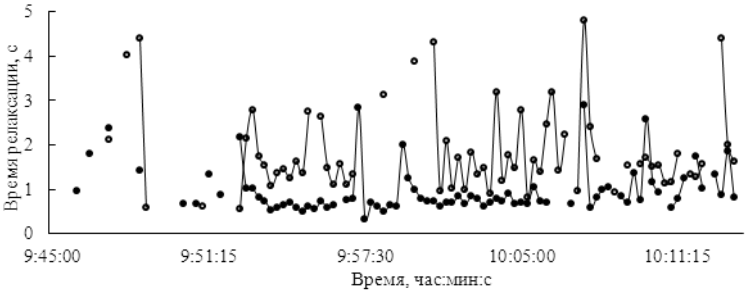


Рис. 2

Расчет температуры нейтральной компоненты на высотах Е-области

Релаксация неоднородностей в интервале высот 90-130 км происходит под действием амбиполярной диффузии [1], время релаксации ИПН, определяемое по уменьшению амплитуды сигнала в е раз, равно $\tau = (K^2D)^{-1}$. В этом соотношении $D=\kappa(T_e+T_i)/(M\nu_{im})$ – коэффициент амбиполярной диффузии, $K=2k$ – волновое число стоячей волны, $k =2\pi n/\lambda_0$, n – преломления, λ_0 – длина мощной волны в вакууме. При расчете Т учитывается равенство $T_e=T_i=T$, что справедливо вплоть до высот130 км, где T_e и T_i температуры электронов и ионов, Т – температура нейтральной компоненты. Алгоритм расчета температуры кратко описан в [2, 5] и включает следующие этапы: выбор сеансов без турбулентности, без спорадического слоя Е; определение времени релаксации по высоте и во времени по уменьшению амплитуды рассеянного сигнала в е раз и усреднение $\tau(h,t)$ по выбранному интервалу времени (обычно 5 мин) и высоте; задание высотного профиля электронной концентрации N(h) – модельного или реального; определение высоты однородной атмосферы Н по нескольким соседним значениям τ; 5) расчет коэффициента линейной регрессии для функции $\ln(\tau n^2) = -bz + a$, где $b = 1/H$ и высоты однородной атмосферы Н по нескольким соседним значениям τ; расчет температуры по формуле $T=mgH/k$. Отметим, что при расчете температуры приходится отбрасывать сеансы измерений с явным проявлениями атмосфер-

ной турбулентности и спорадического слоя Е, вследствие этого несколько уменьшается высотный интервал определения температуры.

Высотные профили температуры нейтральной компоненты и её временные вариации

Высотно-временные вариации τ отражаются и в температурных вариациях. На приведенном выше рис. 1 (правая панель) приведены примеры высотного профиля температуры нейтральной компоненты, полученного 03.09.21 в сеансе в 14:15, рассчитанные по профилю τ(h) с усреднением по 0.6 км. Здесь же в виде красной кривой показан высотный профиль температуры, рассчитанный по модели MSIS-E-90 для того же периода времени [3]. По измерениям в сентябре 2021 г. температура нейтральной атмосферы на высотах 90-130 км изменялась, в основном, в интервале значений 100-250 К. На рис. 3 приведены еще два примера высотных профилей температуры, полученные 03.09.2021 в двух сеансах нагрева с началом в 11:45. В этих сеансах температура также изменялась от100 до 250 К. Видно, что отклонение полученных профилей температуры относительно модели может составлять 100 К. Отклонения T(h) от модели могут быть связаны с резким изменением электронной концентрации с высотой, при этом аппроксимация $\tau(z)\cdot n^2$ экспонентой приводит к значительным изменениям температуры. В приведенных расчетах температуры нейтральной компоненты использовался не реальный профиль электронной концентрации N(h), а модельный согласно IRI-2016 [6]. Кроме того, метод ИПН позволяет обнаруживать быстрые и «мелкомасштабные» флуктуации, а модель основана на усредненных данных [5].

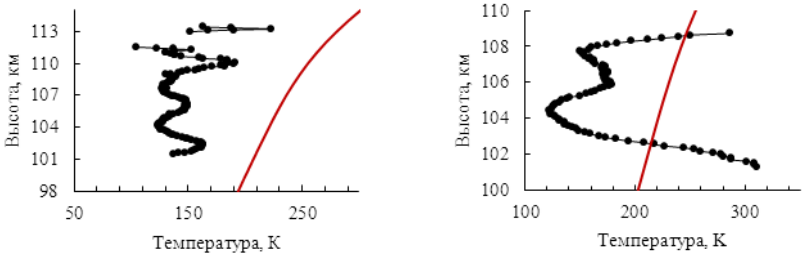


Рис. 3

Анализируя полученные профили температуры в целом, отметим, что их можно разделить на два вида: сравнительно гладкие «устойчивые» профили, как правило, имеющие один или два минимумами температуры, и более изрезанные «неустойчивые». Пример «неустойчивого» профиля приведен на рис. 3 (левая панель). Как сообщалось в [2], такой профиль температуры может формироваться как следствие гидродинамических неустойчивостей, которые развиваются на этих высотах. На правой панели рис. 1 приведен пример «устойчивого» профиля с одним минимумом температуры, а на правой панели рис. 3 – профиль с двумя минимумами. Два минимума температуры могут быть интерпретированы как формирование двухуровневой мезопау-

зы. Гипотеза о двухуровневой мезопаузе предполагает, что в сентябре может происходить наложение «зимнего» и «летнего» минимумов температуры [7].

На рис. 4 приведена зависимость нейтральной температуры от времени T(t) для двух высот: 105 км (кружки) и 112 км (треугольники). Наблюдаются временные вариации с периодом 30-60 с.

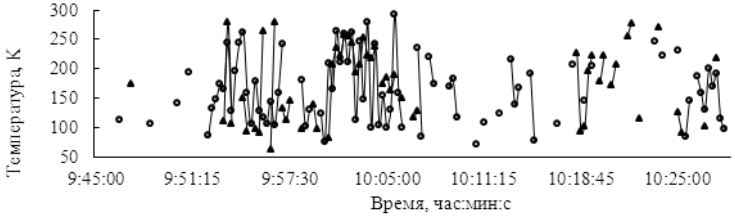


Рис. 4

Выводы

Получены новые результаты по измерению температуры нейтральной атмосферы по измерениям в сентябре 2021 г. На высотах 90-130 км температура изменялась, в основном, в интервале 100-250 К с быстрыми временными вариациями от 30 с. Получены сравнительно гладкие высотные профили температуры и профили, связанные с неустойчивостями среды. Сравнение полученных профилей температуры с модельными показало, что их отличие на конкретной высоте может составлять 100 К и более. Можно полагать, что это не погрешность измерений, а влияние природных факторов. Волноподобные вариации температуры по высоте и во времени могут быть проявлениями атмосферных волн.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по проекту № 20-17-00050.

[1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
[2] Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Григорьев Г.И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60, № 1. С. 99.
[3] https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php
[4] Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974, 256 с.
[5] Бахметьева Н.В., Жемяков И.Н. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. 14–26 мая 2021 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 154.
[6] https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php
[7] Tolmacheva A.V., Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Kalinina E.E. // Advances in Space Research. 2015. Vol. 56, № 6. P. 1185.

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИОНОСФЕРУ

Н.В. Бахметьева[1)], Е.Н. Сергеев[2)], С.М. Грач[2)], Г.Р. Виноградов[1, 2)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В докладе представлены некоторые результаты новых экспериментов, связанных с исследованием ионосферы Земли методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы (ИПН), образующихся при излучении в зенит мощных радиоволн КВ диапазона. Формирование ИПН – это одно из явлений, происходящих при воздействии на ионосферу мощным КВ радиоизлучением, открытое в НИРФИ в 1975 г. Исследования ионосферы и нейтральной атмосферы этим методом основаны на создании неоднородностей мощным КВ радиоизлучением и зондировании их пробными (слабыми) радиоволнами, не вносящими изменений в ионосферную плазму [1]. Так как в разных слоях ионосферы образование неоднородностей обусловлено разными физическими процессами, измерение характеристик рассеянного ими сигнала позволяет определять важнейшие параметры ионосферы и ее нейтральной компоненты. В данной работе сделан акцент на исследовании процессов развития и релаксации искусственных периодических неоднородностей по результатам экспериментов, выполненных в августе-сентябре 2021 г.

Особенности экспериментов 2021 г.

В 2020 – 2021 гг. была проведена модернизация стенда СУРА (56,15 N; 46,11 E), в том числе его антенной системы и системы управления передатчиками. Исследования ионосферы методом создания ИПН требуют сложных режимов работы стенда, так как он используется как для создания возмущений в ионосфере, так и для их диагностики, то есть в качестве передатчика пробных радиоволн. Управление временными режимами излучения стенда СУРА осуществлялось с помощью специально разработанного блока логической обработки [2]. Возмущение (нагрев) ионосферы производилось тремя передатчиками стенда синфазным излучением в зенит мощной необыкновенной либо обыкновенной радиоволны на частоте 4,3 МГц в квазинепрерывном режиме (режиме с «врезками») с периодом 100 мс, включающем нагрев 70 мс с эффективной мощностью 80-100 МВт, излучение пробного импульса длительностью 50 мкс через 20 мс после нагрева с общим периодом нагрев-пауза длительностью 15 с. Зондирование пробными радиоволнами той же частоты и поляризации осуществлялось во время нагрева («врезки») в течение 2(3) с и паузы длительностью 13(12) с, что позволяло измерять характеристики рассеянного сигнала во время развития ИПН и на стадии их релаксации. Такой режим продолжался в течение 5-6 часов. Рассеянные сигналы принимались фазированной антенной решеткой установки частичных отражений [3]. Квадратурные составляющие ионосферных сигналов регистрировались после каждого зондирующего импульса приемным устройством с полосой пропускания 1 МГц с помощью 14-рязрядного АЦП с шагом по высоте 150 м. Эксперименты проводились в

дневные часы 10-11 августа и 2-3 сентября 2021 г. в спокойной гео-гелиофизической обстановке. Периодически наблюдался полупрозрачный или экранирующий слой Е (E_s) с критической частотой до 7 МГц. На рис. 1–4 приведены примеры регистрации амплитуды рассеянного сигнала в координатах «действующая высота-время» при образовании неоднородностей необыкновенной (рис. 1 и 2) и обыкновенной (рис. 3 и 4) мощной радиоволной. Видно, что рассеянные сигналы занимают практически весь интервал высот от D-области до высоты зеркального отражения мощной и пробной радиоволн в F-слое. Отметим, что в примерах, приведённых на рис. 1 и 2, создание ИПН осуществлялось в течение 3 с, и на рис. 3 и 4. – в течение 2 с.

Развитие и релаксация неоднородностей в нижней ионосфере

Развитие ИПН в нижней ионосфере обусловлено тепловыми процессами [1]. В D-области они образуются за счет температурной зависимости коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода при тройных соударениях. Характерное время этого процесса составляет 0.1-1с. Полученные в экспериментах времена развития и релаксации (пропадания неоднородностей после окончания нагрева) на высотах 60-85 км, определенные по спаданию амплитуды рассеянного сигнала в е раз, имеют такой же порядок. Выше 75 км, где появляется атомарный кислород, образование ИПН прекращается [1] и рассеянные сигналы отсутствуют, что хорошо видно на рис. 3 и 4.

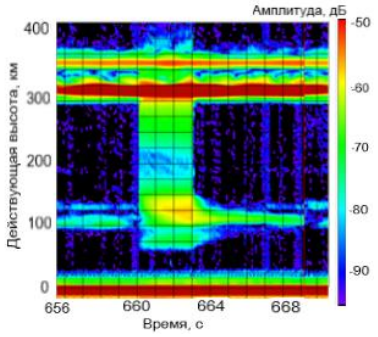


Рис. 1

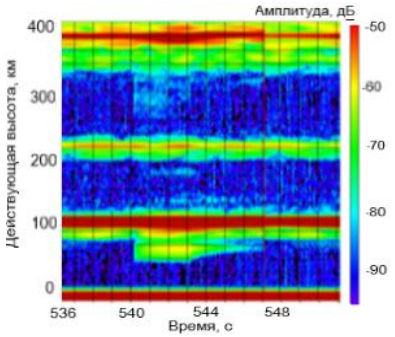


Рис. 2

При определенных условиях вблизи верхней границы рассеянного сигнала в D-области его релаксация до окончательного исчезновения могла продолжаться 2-3 с, как видно на рис. 2. В тех случаях, когда на высотах Е-слоя существует полупрозрачный или экранирующий спорадический слой Е (E_s), часть энергии мощной волны, иногда значительная, отражается от него, что создает более благоприятные условия для образования ИПН в D-области. Это явление, наблюдавшееся нами и ранее, проиллюстрировано рис. 2, где на действующих высотах 100-130 км почти экранирующий слой E_s формирует интенсивный рассеянный сигнал на высотах 60-85 км.

В Е-слое (высоты 90-130 км) неоднородности образуются за счет неравномерного нагрева плазмы в стоячей радиоволне и ее диффузионного перераспределения под действием избыточного давления. Релаксация ИПН на этих высотах обусловлена

диффузионным процессом, а время релаксации обратно пропорциональное коэффициенту амбиполярной диффузии [1]. В соответствии с этим время релаксации уменьшается с ростом высоты, составляя доли секунды на высоте 130 км и возрастая до 1-2 с на высотах ниже 100 км. На рис. 1 видно, что амплитуда рассеянных сигналов значительно уменьшается, временами пропадая совсем, в интервале действующих высот 160-190 км. Этот эффект впервые регулярно наблюдался при создании ИПН как необыкновенной, так и обыкновенной радиоволной.

Развитие и релаксация неоднородностей в F-слое и межслоевой E-F впадине

Выше некоторого уровня процесс образования ИПН обусловлен, главным образом, влиянием стрикционной силы, вызывающей вытеснение плазмы из пучностей мощной стоячей волны [1]. При используемых для создания ИПН частотах 4-6 МГц характерные времена развития и релаксации неоднородностей в F-слое составляют десятки и сотни мс в зависимости от высоты. Примеры развития и релаксации ИПН в этой области высот приведены на рис. 3 и 4 с.

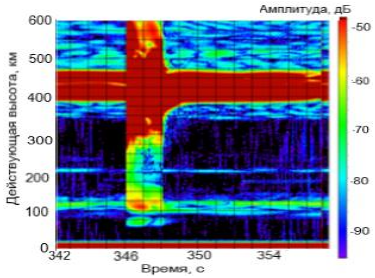


Рис. 3

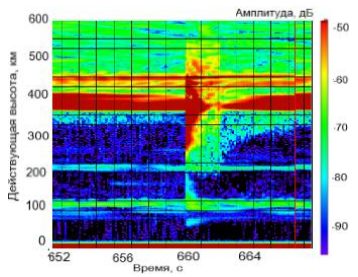


Рис. 4

При включении и выключении источника нагрева ионосферы процесс перераспределения плазмы сопровождается возбуждением ионно-звуковых колебаний с периодом от нескольких десятков до сотен мс в зависимости от высоты [4, 6]. На рис. 3 проявление ионно-звуковых колебаний в релаксации рассеянного сигнала хорошо видно после окончания нагрева в интервале действующих высот 325-380 км до высоты 400 км – высоты зеркального отражения мощной волны.

Уменьшение амплитуды рассеянного сигнала в межслоевой впадине в интервале действующих высот 160-190 км связано, по-видимому, с переходом от теплового механизма образования ИПН в E-слое к стрикционному на высотах, где длина свободного пробега электрона сравнивается с длиной стоячей волны [4, 6]. Восстановление высотного профиля электронной концентрации из ионограмм вертикального зондирования и определение истинных высот отражения показывает, что смене механизма образования ИПН в E- и F-слоях отвечают истинные высоты 130-160 км, что хорошо согласуется с теоретическими выводами [4,6].

Отличия в образовании и релаксации ИПН при их создании радиоволнами разных поляризаций

Отличия в образовании неоднородностей при их создании обыкновенной и необыкновенной мощной волной имеют место, в основном, в F-слое и обусловлены

разными физическими процессами, происходящими в ионосферной плазме при воздействии на нее мощными радиоволнами разной поляризации. К ним относится явление аномального ослабления мощной и пробной радиоволн обыкновенной поляризации, возникающее при их рассеянии на искусственных анизотропных мелкомасштабных неоднородностях при развитии во время нагрева ионосферы тепловой параметрической неустойчивости [5]. Аномальное ослабление пробной волны хорошо видно на рис. 3 и 4, при этом амплитуда рассеянного сигнала за доли секунды значительно уменьшается. Именно поэтому в большинстве экспериментов по исследованию ионосферы методом ИПН используется воздействие на нее необыкновенной радиоволной. Отметим также, что последние наблюдения показали, что релаксация сигнала в F-слое, обусловленная затуханием ионно-звуковых волн, чаще имела место при возмущении ионосферы обыкновенной волной. Кроме того, при образовании ИПН обыкновенной волной рассеянные сигналы между E- и F-слоями часто наблюдались в течение 2-3 минут и более после окончания воздействия на ионосферу (см. рис. 4), и время их «жизни» возрастало с ростом высоты.

Выводы

Проведенные в августе-сентябре 2021 г. исследования ионосферы методом ИПН выявили значительные отличия в характере процессов развития и релаксации сигналов, рассеянных неоднородностями, при их создании радиоволнами разной поляризации. Впервые экспериментально определены высоты в межслоевой впадине E-F, на которых происходит смена механизмов образования ИПН, обусловленных разными физическими процессами.

Работа выполнена при поддержке РНФ по проекту № 20-17-00050. Функционирование стенда СУРА обеспечивалось в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ по проекту № 0729-2020-0057.

[1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
[2] Белов Ю.И., Сергеев Е.Н., Серкин А.Г., Черникова С.О., Рябов А.В. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. 14–26 мая 2021 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 146.
[3] Беликович В.В., Беликович В.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41, № 5. С. 667.
[4] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Терина Г.И. // Известия вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 10. С. 1418.
[5] Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами. Итоги науки и техники. Серия «Геомагнетизм и аэрономия». – М.: ВИНИТИ. 1989. 128 с.
[6] Толмачева А.В. // Известия вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 5. С. 579.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ СРЕДНЕШИРОТНОЙ СЕТИ ЛЧМ СТАНЦИЙ ЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ В 2020-2022 ГОДАХ

Н.В. Бахметьева[1)], Ф.И. Выборнов[1, 2)], Е.Ю. Зыков[3)], А.Ю. Клинов[1)], А.А. Колчев[3)], А.В. Першин[1)], О.А. Шейнер[1)], В.В. Шумаев[4)], А.Г. Чернов[4)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»
[3)] КФУ
[4)] "SITKOM" LLC

Введение

В последние годы для зондирования ионосферы широко применяются ионозонды с непрерывным излучением линейно-частотно-модулированного (ЛЧМ) сигнала. Обладающие рядом достоинств (высокая помехозащищенность, компактность, малые излучаемая и потребляемая мощности, возможность длительной автономной работы и др.), такие станции легко могут объединяться в сети и работать по единой согласованной программе за счет высокой точности привязки к шкале времени.

Экспериментальные исследования ионосферы с использованием базовых приемопередающих станций фирмы "SITKOM" LLC (г. Йошкар-Ола) проводятся в НИРФИ ННГУ с 2017 г. Станции располагаются в г. Нижнем Новгороде и п. Васильсурск. На их базе был организован регулярный контроль за состоянием ионосферы на среднеширотных и субавроральных трассах наклонного зондирования в Евроазиатском регионе России с целью формирования базы данных ключевых параметров ионосферных коротковолновых (КВ) радиоканалов [1, 2]. В настоящее время продолжается прием и регистрация сигналов ЛЧМ передатчиков, расположенных как на территории России (ААНИИ, ИСЗФ СО РАН и др.), так и за ее пределами (Австралия, Турция, Финляндия и др.).

Близкое расположение ЛЧМ станций в г. Йошкар-Оле и г. Казани позволило в 2019 г. провести исследования параметров перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) на трассах слабонаклонного зондирования [3,4]. Полученный в ходе этих исследований опыт использовался при регистрации ПИВ в 2020-2021 гг.

Результаты работы среднеширотной сети ЛЧМ станций

С начала 2020 года была продолжена работа ионосферных ЛЧМ станций на среднеширотных и субавроральных трассах наклонного зондирования в Евроазиатском регионе России. Описание трасс зондирования, расположение передающих станций и режим их работы приводится в работах [1, 2]. Перерыв в измерениях ключевых параметров ионосферных коротковолновых (КВ) радиоканалов с июля 2020 г. до середины 2021 г. был связан с проведением ремонтных и строительных работ на полигоне НИРФИ в Васильсурске. При этом ЛЧМ ионозонд в Нижнем Новгороде продолжал регистрировать ЛЧМ сигнал станции КИПР каждые пять минут. Приобретение нового комплекта ЛЧМ станции фирмы "SITKOM" LLC в 2020 г. с возможностью определения параметров ЛЧМ сигналов позволило упростить процесс идентификации передающих станций и сделало возможным корректировать программу регистрации даже в случае изменения расписания работы передающих станций. Аналогичный подход

при регистрации ЛЧМ станций Австралии приведен в статье [5]. Массив полученных ионосферных данных в цифровом виде к настоящему моменту времени уже составляет десятки терабайт.

Проведенный в 2019 г. специальный эксперимент по регистрации перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ) на трассах слабонаклонного зондирования [3, 4] с местами расположения ЛЧМ станций в городах Йошкар-Оле, Казани, Нижнем Новгороде и п. Васильсурск позволил определить скорость и направление распространения возмущения. Достаточно сложная схема проведения эксперимента, число задействованных ЛЧМ станций и обслуживающего персонала, сложный режим работы станций не позволяют организовать регулярные наблюдения среднеширотных ПИВ. Поэтому осенью 2021 г. был проведен эксперимент по регистрации ПИВ с использованием только трех ионозондов (в городах Нижний Новгород и Йошкар-Ола – приемных, вблизи п. Васильсурск – приемо-передающего), работающих в минутном режиме зондирования ионосферы. При этом возможность работы в сети ЛЧМ станций ионозонда в г. Казани не исключалась. Схема эксперимента приведена на рис. 1.

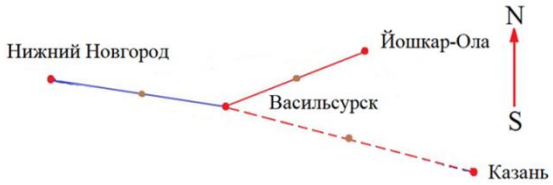


Рис. 1

Трасса Васильсурск-Нижний Новгород имеет длину 129.5 км и азимут 280.26°, Васильсурск-Йошкар-Ола – 123.3 км, 63°, Васильсурск-Казань – 193.3 км, 99.69°. На рис. 2. приведены примеры дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) ионосферы, полученных 13 октября 2021 г. в городах Нижний Новгород (слева) в 11:14 UT и Йошкар-Ола (справа) в 13:51 UT.

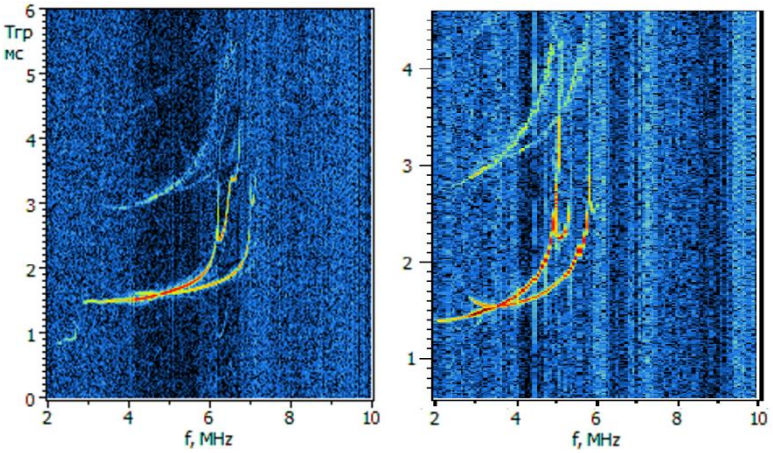


Рис. 2

К сожалению, алгоритм определения направления и скорости перемещения ПИВ, предложенный в [4], применить в этом эксперименте не удалось. Возмущения наблюдались раздельно на каждой трассе, что возможно при пространственном масштабе ПИВ не превышающем 50 км.

Для зондирования ионосферы приемо-передающей ЛЧМ станцией на полигоне НИРФИ Васильсурск использовались антенны: вертикальная Дельта (на передачу) и антенна из 12 диполей (на прием). Расстояние между антеннами было около 300 м. Излучаемая мощность ЛЧМ передатчика 29 сентября составляла 100 Вт, а 13 октября 500 Вт. Мощная земная волна вызывала сильные интермодуляционные искажения при приеме сигнала, которые на ДЧХ проявлялись в виде дополнительных треков. Наблюдалось сильное подавление отраженного от ионосферы сигнала. Тем не менее, отраженный от ионосферы ЛЧМ сигнал уверенно принимался ионозондом.

Дополнительно проверялась возможность использования ЛЧМ станции для регистрации эффектов кроссмодуляции в ионосфере. ЛЧМ сигнал являлся диагностическим, а мощный импульсный сигнал нагревного стенда СУРА должен был приводить к эффекту кроссмодуляции. Стенд СУРА излучал вертикально импульсный сигнал обыкновенной поляризации на частоте 4740 кГц длительностью 500 мкс и периодом повторения 10 мс. Работали три передатчика максимальной мощностью. ЛЧМ станция работала в диапазоне от 2 до 10 МГц со скоростью перестройки частоты 200 кГц/с. Мощность излучаемого ЛЧМ сигнала составляла 500 Вт. Прием сигнала проводился в г. Нижнем Новгороде, г. Йошкар-Оле и п. Васильсурск.

На рис. 3 приведены ДЧХ и амплитуды отраженного от ионосферы сигнала, принятого в г. Нижнем Новгороде (левый) и п. Васильсурск (правый) 13 октября 2021 г. в 10:54 UT во время работы нагревного стенда СУРА импульсным сигналом. Наблюдалась сильная амплитудная модуляция отраженного от ионосферы сигнала, принимаемого как в Нижнем Новгороде, так и Васильсурске.

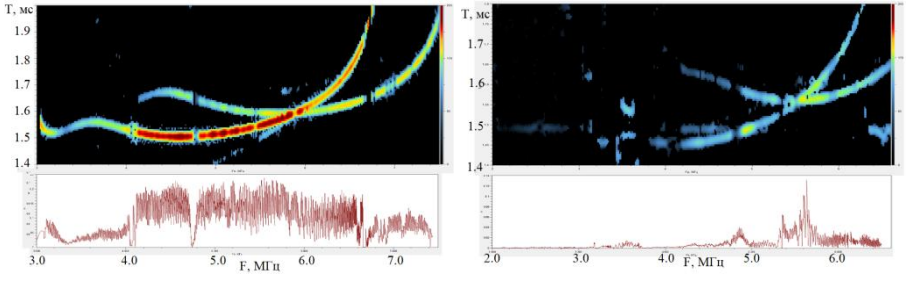


Рис. 3

На рис. 4 приведена ДЧХ, полученная ионозондом в п. Васильсурск 13 октября 2021 г. в 10:54 UT. Внизу приведен график зависимости амплитуды принимаемого сигнала на частоте 4.8 МГц (отмечено стрелкой) в зависимости от времени задержки. Представленные на рис. 3 и 4 результаты не исключают возможность проявление эффекта кроссмодуляции, но могут быть вызваны модуляцией сигнала на входе приемника мощным импульсным излучением стенда СУРА (даже в Нижнем Новгороде).

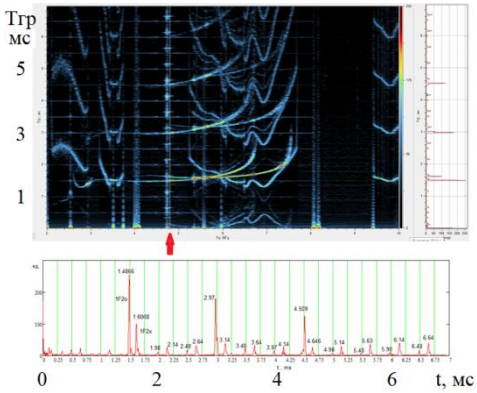


Рис.4

Заключение

В работе представлены результаты работы среднеширотной сети ЛЧМ станций зондирования ионосферы в 2020-2022 годах.

ЛЧМ станции использовались для проведения регулярного контроля за состоянием ионосферы на среднеширотных и субавроральных трассах наклонного зондирования в Евроазиатском регионе России. Проведен эксперимент по регистрации ПИВ. Впервые представлены результаты работы по использованию ЛЧМ станций совместно с нагревным стендом СУРА по исследованию эффекта кроссмодуляции.

Исследования выполнены по проекту № 0729-2020-0057 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

Работа ЛЧМ станции наклонного зондирования ионосферы и нагревного стенда СУРА в Васильсурске финансировалась грантом РНФ № 20-17-00050 (Н.В. Бахметьева, Ф.И. Выборнов, А.В. Першин).

[1] Урядов В.П., Колчев А.А., Выборнов Ф.И., Шумаев В.В., Егошин И.А., Чернов А.Г. Ионосферные эффекты солнечного затмения 20 марта 2015 года на трассах наклонного зондирования в Евроазиатском долготном секторе. // Известия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 6. С. 477.

[2] Урядов В.П., Выборнов Ф.И., Першин А.В. // Труды XXII научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2018. С. 179.

[3] Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. Моделирование распространения декаметровых радиоволн в условиях волновых возмущений концентрации электронов. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 61, № 6. 2018. С. 462.

[4] Vybornov, F.; Sheiner, O.; Kolchev, A.; Zykov, E.; Chernov, A.; Shumaev, V.; Pershin, A. On the Results of a Special Experiment on the Registration of Traveling Ionospheric Disturbances by a System of Synchronously Operating Chirp Ionosondes. Atmosphere. 2022, 13(1). 84.

[5] Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г. Наклонное ЛЧМ-зондирование и прогнозирование максимальной применимой частоты на трассах со средней и большой протяженностью. // Известия вузов. Радиофизика. 2021.Т. 64, № 8-9. С. 644.

ОПТИЧЕСКОЕ СВЕЧЕНИЕ В ЛИНИИ 557,7 НМ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕМ СТЕНДА СУРА НА СПОРАДИЧЕСКИЙ СЛОЙ Е.

А.Б. Белецкий[1)], И.Д. Ткачев[1)], С.М. Грач[2)], А.В. Шиндин[2)], И.А. Насыров[3)]

[1)] *Институт солнечно-земной физики СО РАН*

[2)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

[3)] *Казанский (Приволжский) федеральный университет*

В августе и сентябре 2021 г. были проведены две экспериментальные кампании по регистрации свечения ионосферы, индуцированного мощным КВ радиоизлучением стенда «Сура». Для регистрации свечения ионосферы использовался, в том числе, фотометрический макет ИСЗФ, предназначенный для регистрации быстрых вариаций интенсивности атмосферных эмиссий. Макет включает в себя 3-х канальный фотометр (поле зрения ~10°, каналы с центром пропускания интерференционных фильтров 391.4 нм, 557.7 нм и 630 нм, полуширины фильтров 10 нм, временное разрешение 10 мс) и ПЗС-камеру с полем зрения ~17° (фильтр с центром пропускания 557.7 нм и полушириной 10 нм, время экспозиции 27 с). Диаметр катода фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) фотометров – 25мм. ФЭУ оснащен счетчиком фотонов, высоковольтной цепью питания и микропроцессором. Рабочий спектральный диапазон ФЭУ от 300 нм до 850 нм с пиком чувствительности на 420 нм. Во время измерений фотометрический макет располагался непосредственно рядом со стендом “Сура” (~850 м от антенной системы стенда). Для контроля параметров ионосферы использовались данные вертикального ионозонда, расположенного рядом со стендом «Сура».

На рис.1 представлен общий вид фотометрического макета, состоящего из 3-х канального фотометра и ПЗС камеры 557.7 нм..

Рис. 1

На рис. 2 изображен кадр ПЗС камеры фотометрического макета сориентированный по сторонам света. По осям отложены углы места (зенит – 90°). Черным кругом обозначено поле зрения канала 557.7 нм фотометра. Белый прямоугольник – область с наибольшей реакцией на нагрев во время развития слоя Es.

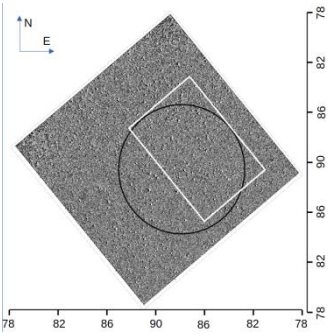


Рис. 2

На рис. 3 приведены временные ряды интенсивности эмиссий 557.7 нм, 630 нм и 391.4 нм, зарегистрированные с помощью фотометрического макета 5 сентября 2021 г. Также на рис. 3 показаны тренды, рассчитанные для рядов интенсивности каналов фотометра. Для ПЗС камеры и для каналов фотометра тренд рассчитывался по одинаковой схеме. Для ПЗС камеры были получены опорные кадры, для фотометра усредненные за 27 с (соответствует экспозиции камеры) значения интенсивности. Опорные точки выбирались для моментов времени перед включением нагрева стенда. То есть в моменты времени с минимальным влиянием излучения стенда на ионосферу. Более подробно методика описана в работе [1].

Режим работы стенда “Сура” в эту ночь наблюдений был следующий: один рабочий цикл занимал 6 минут: 1-я минута – импульсы (длительность импульса 50 мс., период повторения – каждые 3 секунды), потом 2.5 минуты непрерывный нагрев, после – 2.5 минуты пауза. Частота радиоизлучения 4.3 МГц. Диаграмма направленности стенда была ориентирована вертикально вверх. Расчетная эффективная мощность излучения стенда ~100 МВт.

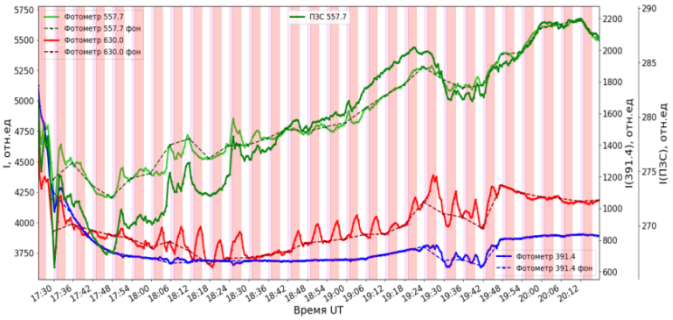


Рис. 3

5 сентября 2021 г практически все время эксперимента наблюдается типичное поведение эмиссии 630 нм, обусловленное воздействием радиоизлучением стенда в F области ионосферы. Отличия наблюдаются во время циклов нагрева в 18:30 UT и

18:36 UT, которые скорее всего связаны с экранированием спорадическим E слоем. Es слой с критической частотой значительно выше частоты излучения стенда 4.3 МГц наблюдался в это время по данным ионозонда (рис. 4). Также в цикле с началом непрерывного нагрева ионосферы радиоизлучением стенда в 18:31 UT зарегистрировано резкое увеличение интенсивности эмиссии 557.7 нм одновременно на фотометре и ПЗС камере (рис. 4). В цикле нагрева с 18:24 UT по 18:27:30 UT наблюдаются вариации интенсивности эмиссий предположительно обусловленных появлением прозрачной дымки.

На рис. 5 более детально показаны вариации интенсивности эмиссий 557.7 нм и 630 нм с временным интегрированием 100 мс. Окружностями на рис. 5 выделены моменты времени включения и выключения непрерывного нагрева стенда. В обоих рассматриваемых циклах можно отметить схожее резкое изменение интенсивности в рассматриваемые моменты времени. Это может указывать на наличие увеличения интенсивности эмиссии 557.7 нм в цикле нагрева 18:24 UT - 18:27:30 UT, вызванного излучением стенда “Сура”, на фоне изменения прозрачности атмосферы.

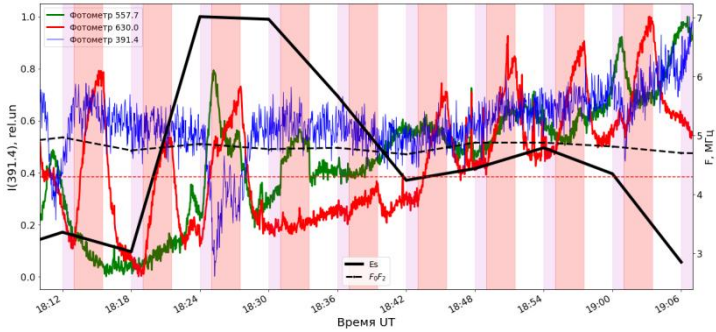


Рис. 4

ПЗС камера зарегистрировала слабые перемещающиеся пятна во время непрерывного излучения стенда в цикле 18:31 UT - 18:33:30 UT. Кадры приведены в верхней панели рис. 5.

В экспериментальных кампаниях на стенде “Сура” регистрация индуцированного излучения эмиссии 557.7 нм на высотах F-слоя ионосферы происходила в единичных случаях с использованием фотометров с ФЭУ [2-4]. Увеличение интенсивности излучения эмиссии 557.7 нм на высотах спорадического слоя E в экспериментах на стенде “Сура” ранее не регистрировалось. В работах [5, 6] представлены результаты эксперимента января 1998 в Аресибо, в ходе которого удалось единственный раз зарегистрировать изображение пятен увеличенной интенсивности на высотах Es слоя при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением. При этом усиление свечения было больше чем при воздействии на F область ионосферы.

В дальнейшем предстоит тщательный анализ данных всего комплекса использовавшегося в экспериментальной кампании 2021 года оборудования с привлечением спутниковых данных и данных о сопутствующей геофизической обстановке.

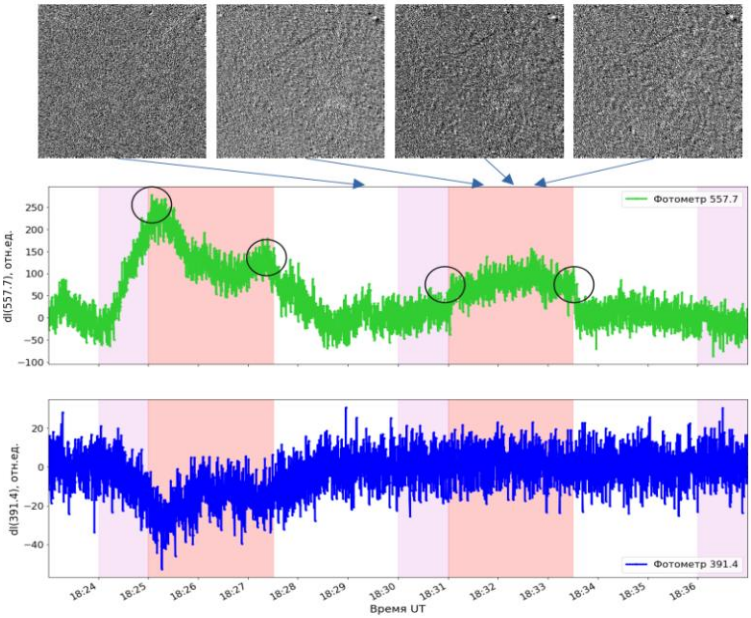


Рис. 5

Экспериментальные данные получены при финансовой поддержке гранта РНФ №20-12-00197 с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» http://ckp-rf.ru/ckp/3056/. Анализ данных проведен при финансовой поддержке Минобрнауки России (субсидия № 075-ГЗ/Ц3569/278).

[1] Грач С.М., и др. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1-2. С. 36.
[2] Гумеров Р.И. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 524.
[3] Grach S.M. et al. // Advances in Space Research. 2004. Vol. 34. № 11. P. 2422.
[4] Насыров И.А. и др. В кн. «Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред. Материалы V Всероссийской научной конференции». – Муром. 2012, с. 82.
[5] Djuth F.T. et al. // Geophys. Res. Lett. 1999. Vol. 26. P. 1557.
[6] Kagan L.M. et al. // Phys Rev Lett. 2000. Vol. 85(1):218-21. doi: 10.1103/PhysRevLett.85.218.

ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЕЙ РАССЕЯНИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ ДМ ДИАПАЗОНА В ЕЕ БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ В ПОЛУБЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

Ю.И. Белов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Измерения характеристик направленности и усиления антенн в их ближней зоне в настоящее время являются наиболее адекватным способом исследований антенн в безэховых камерах, позволяющим исключить влияние на результаты измерений внешнего окружения антенн. Рассеяние исследуемой антенной полей, излученных антенной-зондом, в процедуре измерений влияет на результаты вычисляемых характеристик направленности [1], хотя, зачастую, не учитывается из-за сложности процедуры измерения полей рассеяния. Рассеяние ЭМВ антенными решетками (АР), особенно многоэлементными, имеет специфические особенности, изложенные, в частности, в работе [2]. Нами были исследованы в экспериментах поля в ближней зоне антенной решетки дециметрового диапазона волн, состоящей из 8 антенных элементов по вертикали, составляющих 16 рядов из таких же элементов вдоль горизонтали. Каждый элемент АР представляет собой печатный (микрополосковый) диполь, ориентированный продольной осью вдоль горизонта. Распределительная система АР содержит делитель на 16 каналов и «елочное» соединение элементов решетки с помощью временной схемы фазирования. Апертура исследуемой антенны имеет габаритные размеры, примерно, 130 см на 260 см.

Целью проведенных экспериментов являлось определение особенностей взаимодействия антенны-зонда, размещаемой в ближней зоне АР, в зависимости от расстояния между апертурами антенн z_0. Для выбора этого расстояния при сканировании БП на плоскости хорошо известно эмпирическое правило [3], определяемое величиной порядка 2 – 3 длины волны излучения, при котором взаимодействием между АР и антенной – зондом можно пренебречь. Мы поставили задачу определения и измерения физического параметра, характеризующего рассеяние – амплитуды напряжений волны отражения в тракте антенны зонда, соединенного с векторным анализатором цепей (ВАЦ), который являлся и генератором, и приемником излучения. Поле излучения зонда возбуждало АР, при размещении зонда в экспериментах на нескольких, дискретно изменяемых расстояниях от АР: 1.83λ, 2.33λ, 2.83λ, 3.0 λ, 3.33λ, 6.67λ (λ – длина волны).

Теоретический анализ процессов рассеяния плоских волн, падающих на решетку с параллельной системой возбуждения, в дальней зоне, с учетом этажной конструкции ее распределительной системы, приведен, например, в работе [4].

Большие габаритные размеры исследованной в наших экспериментах АР определили наблюдавшиеся особенности измерения характеристик $S_{11}(P)S_{12}(P)S_{21}(P)S_{22}(P)$ в трактах АР от положения (Р)антенны-зонда с помощью ВАЦ. Ранее опубликованные результаты измерений рассеяния антенн в их ближней зоне в миллиметровом диапазоне длин волн [5] показали целесообразность применения описанной методики для исследования процессов рассеяния ЭМВ и на больших антеннах при измерениях полей рассеяния в ближней зоне этих антенн. Однако специфика рабочего диапазона исследованной нами решетки и ее большие габаритные размеры усложнили прямое использование результатов работы [5].

Описываемые далее эксперименты проводились в достаточно большой безэховой камере (БЭК) на стенде для планарных измерений характеристик антенн в их ближней зоне. Плоскость сканирования поля в ближней зоне АР была ограничена размерами 600×300 см2 (больший размер – по горизонтали). Сканирование осуществлялось по вертикально ориентированным «столбцам» с последовательным их перемещением по горизонтальному направлению на выбираемый шаг: 5, 10, 15 см. Измерительный зонд по конструкции являлся отрезком волновода прямоугольного сечения. Характеристики этого зонда для двух ортогональных линейных поляризаций приведены в [6].

В ходе обработки результатов экспериментов формировались двухмерные яркостные изображения амплитудных и фазовых распределений различных S параметров системы из исследованной АР и измерительного зонда. Для большей наглядности в анализе данной работы мы выделяли только отдельные сечения распределений, которые названы рядами – сечения по горизонтальной координате перемещения зонда и столбцами – сечения параметров по вертикальной координате.

В проведенных экспериментах были обнаружены два важных обстоятельства.

Первое. В результатах измерения характеристик амплитуды в тракте антенны зонда S_{11} хорошо заметно влияние отражений от структуры оборудования, составляющего БЭК, при облучении АР антенной-зондом на участках плоскости сканирования вне апертуры АР; смотри на рис. 1 результаты измерения характеристики амплитуды S_{11} вдоль верхнего (аналогичные результаты получаются для нижних рядов сканирования или крайних вертикальных столбцов сканирования) горизонтального ряда, а также ряда, проходящего через горизонтальную ось симметрии апертуры АР. Доказательством тезиса является изменение характеристик амплитуды S_{11} с изменением частоты излучаемого зондом сигнала на 85 МГц. Этот эффект возникает в результате интерференции в точке измерения, как минимум, двух лучей, имеющих разность хода Δl, и которая, при изменении частоты измерений, дает отличный от нулевого фазовый сдвиг сигналов [7]. Абсолютные значения изменения регистрируемых сигналов – характеристики амплитуды S_{11}–сравнительно невелики, тем не менее, они хорошо заметны.

Второе обстоятельство, следующее из результатов измерений. Плоская поверхность, выбранная для экспериментов, была ограничена прямоугольником со сторонами, бо́льшими соответствующих сторон прямоугольной апертуры (130×260 см^2) АР примерно в 2,3 раза (300×600 см^2). Сканирование заданной площадки зондом выполнялось последовательным, чересстрочным сканированием вверх-вниз, начиная сверху, с последовательным перемещением зонда по горизонтали на заданный шаг. В зарегистрированной матрице данных при одинаковом размере шага по вертикали и горизонтали первые числа каждого вертикального столбца-скана располагались в первой строке матрицы. То есть непрерывная временная последовательность данных «нарезалась», располагаясь началом каждого столбца в первом ряду широкой стороны прямоугольника площади сканирования, смотри поясняющий рисунок. Таким образом, первое и последнее числа, формирующие широкую сторону матрицы данных, были разнесены по времени их измерения на интервал $N \times \Delta t$, где Δt – длительность измерения данных поля в ближней зоне АР в вертикальном столбце, а N – количество столбцов в измеренной матрице данных. Вследствие этой технической особенности эксперимента при измерении с помощью ВАЦ параметра S_{11} хорошо видны квазили-

нейные тренды сечений значений этого параметра во времени. Тезис иллюстрируется рис. 1 и рис. 2.

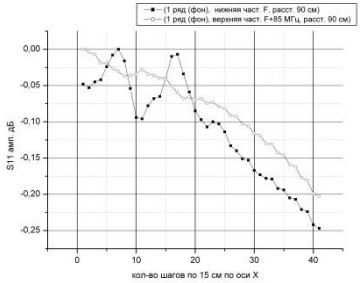


Рис. 1

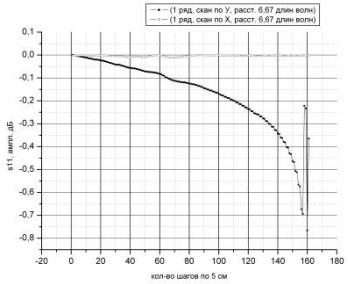


Рис. 2

В работе [8] были определены теоретические причины увеличения погрешности восстановления ДН полей антенн в их сечениях по координатам поперек координат сканирования полей антенн в их ближней зоне, связанные с линейными трендами во времени изменений амплитуды и фазы измеренных полей в ближней зоне.

На рис. 2 приведено сравнение значений амплитуды параметра S_{11}, измеренного при сканировании зондом первого, верхнего, ряда плоскости, параллельной АР, вдоль горизонтальной оси АР и вдоль той же горизонтальной оси АР, того же первого ряда, но полученной «синтетически»: из первых точек вертикальных столбцов – сканов поля в ближней зоне. Отличия и объяснение методов смотри выше. Время заполнения данных в строке их, полученных первым способом, в N раз больше, чем вторым способом.

Выделение структуры полей обратного рассеяния при сканировании вдоль сечения, ортогонального широкой стенке АР (вдоль вертикальной оси У).

Для выделения эффектов отражения э/м полей излучения зонда от исследуемой АР мы сравнивали сечения полей, полученных за сканирование одного столбца. В этом случае долговременные тренды изменения регистрируемых параметров амплитуды и фазы S_{11} не влияли на результаты измерений.

Распределение значений амплитуды параметра $S_{11}(\boldsymbol{P})$ антенны-зонда вдоль вертикального сечения на плоскости сканирования АР в зависимости от расстояния между апертурами антенн, смотри пояснения в верхней панели рис. 3.

Из рисунка видно, что значения амплитуды поля рассеяния ЭМВ, излучаемой антенной зондом и регистрируемой моностатическим радаром (образованным ВАЦ и антенной-зондом) вдоль вертикального сечения сканирования АР, хорошо детерминированы, но абсолютные их величины незначительны. На расстояниях апертуры антенны-зонда до плоскости АР, равных 1,83, 2,33 и 2,83 длины волны излучения, форма распределения изменяется слабо.

Выделение структуры полей обратного рассеяния вдоль сечения сканирования, по широкой стенке АР (по горизонтальной оси X).

Как следствие анализа полученных результатов измерений, для двух частот излучения, разнесенных на 85 МГц, и двух выделенных горизонтальных строк (рядов) на границе и в центре, были получены изменения характеристик амплитуды S_{11}, которые совершенно отчетливо выделяют приращение параметра – амплитуды S_{11} – на участке сканирования, на который проецируется апертура АР – границы в количестве дискретных шагов указаны внизу на рис. 4. Отметим, что при измерениях характеристик ВАЦ на разных частотах все характеристики нормированы.

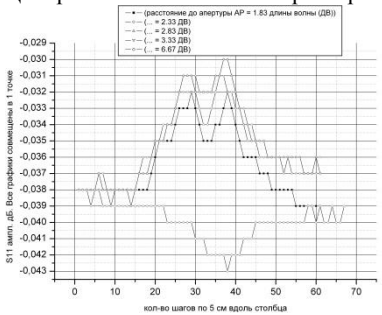


Рис. 3

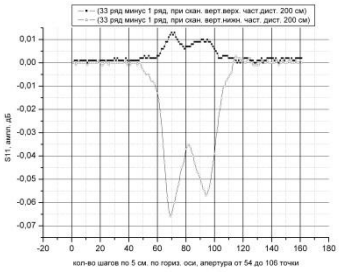


Рис. 4

Исходя из оценки границ выражения для характеристики ВАЦ $S_{11}(\boldsymbol{P})$ следует [5], что вклад рассеяния, формируемого АР, искажает составляющую электромагнитного поля $\boldsymbol{a}_1(\boldsymbol{k})$, которая в свою очередь при измерениях характеристики $S_{12}(\boldsymbol{P})$, определяет вид восстановленной диаграммы АР в дальней зоне. При этом относительная погрешность диаграммы обратного рассеяния осесимметричного вида в центре ее симметрии, связанная с плавными случайными и независимыми изменениями амплитуды и фазы, пропорциональна СКО σ_a и σ_pэтих измеряемых величин, а также времени измерений [8].

[1] Kerns D. M. // Plane-Wave Scattering-Matrix Theory of Antennas and Antenna–Antenna Interactions. Boulder: National Bureau of Standards. 1981. P. 162.
[2] Knott E. F., Shaeffer J. F., and Tullog M. T. // Radar Cross Sections, 2 ed. SciTech Publishing: Raleigh. 2004. P. 637.
[3] Slater. D. // Near-Field Antenna Measurements Norwood: Artech House. 1991. P. 310.
[4] Jenn D. C. and Flokas V. // IEEE Trans. on AP. 1996. Vol. 44, № 2. P. 172.
[5] Белов Ю.И., Варенцов Е.Л., Илларионов И.А. // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 54, № 4. С. 287.
[6] http://nd-gsi.ru/grsi/660xx/66662-17.pdf
[7] Fitzsimons T.K. // Electronics Letters. 1968. Vol. 4, № 17. P. 348.
[8] Арабаджи В.В., Белов Ю.И., Кнафель А.И. // Известия вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 3. С. 349.

ОБОБЩЕНИЕ ОПЫТА ДЛИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН МЕТОДОМ РАЗРЕЗОВ НА ПОЛИГОНЕ "КАРАДАГ"

И.Т. Бубукин[1)], И.В. Ракуть[1, 2)], М.И. Агафонов[1, 2)], А.А. Яблоков[2, 3)], А.Л. Панкратов[1, 2 ,3)], Т.Ю. Горбунова[4)], Р.В. Горбунов[4)], А.В. Лапинов[5, 6)], Л.Ю. Петров[7)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] НГТУ им. Р.Е. Алексеева
[3)] ИФМ РАН
[4)] «Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН»
[5)] ИПФ РАН
[6)] Мининский университет
[7)] NASA GSFC, Greenbelt, USA

Введение

С учетом общемировой тенденции развития систем связи и радиоастрономии в освоении миллиметровых (ММВ) и более коротких длин волн в последние годы в НИРФИ ННГУ проведены измерения атмосферного поглощения в окнах прозрачности ММВ для исследования возможности использования полигона "Карадаг" с целью установки систем космической связи и измерений космических источников в диапазоне ММВ. В работе используются результаты измерений авторами атмосферного поглощения на полигоне "Карадаг" в полосе 93–96 ГГц в августе-январе 2019–2020 гг. [1], июле-декабре 2020 г. и в январе-июле 2021 г.

Измерение атмосферного поглощения в миллиметровом диапазоне длин волн методом разрезов

В процессе измерений накоплен значительный опыт использования метода атмосферных разрезов, обобщение которого является одной из целей данной публикации. Ранее в [2] были проанализированы два метода получения атмосферного поглощения по атмосферному разрезу.

Существенным различием этих двух методов является то, что в первом методе средневзвешенная по коэффициенту поглощения температура атмосферы $T_{ср}$ не определяется и может сильно отличаться от приземной температуры T_0, а во втором, в первом приближении, она фиксирована и считается равной T_0. Процедура уточнения $T_{ср}$ связана со стандартной моделью атмосферы и не учитывает изменчивость высотного профиля температуры. Однако текущее значение $T_{ср}$ может быть определено из тех же измерений атмосферного разреза.

Ограничения плоскослоистой модели атмосферы по зенитному углу θ возможны из-за эффектов, связанных с преломлением и поглощением в атмосфере.

1. Преломление в тропосфере приводит к искривлению траектории распространения радиоволн в сторону земной поверхности (нормальная рефракция). При зенитном угле θ меньшем 85° можно пренебречь рефракционными явлениями.

Табл.

λ, мм	τ, неп	θ, град
8	0.1	85°
3	0.3	80°
1	0.9	63°

2. По поглощению в атмосфере получены ограничения плоскослоистой модели атмосферы на диапазон углов визирования в методе разрезов для длин волн миллиметрового диапазона (табл.).

Требования к диаграмме направленности антенны при использовании метода разрезов определяются из условия, чтобы разность между антенной температурой и яркостной температурой атмосферы на оси диаграммы не превышала флуктуационной чувствительности радиометра. Показано, что диаграмму 7° можно использовать на 8 мм только до 40° от зенита, для других длин волн ее использовать в методе разрезов нельзя. Диаграмму 3° можно использовать на 3 мм до 80° от зенита, для допустимого диапазона значений флуктуационного порога ± 0,3К. Диаграмму 1° можно использовать на любых углах без ограничений.

В процессе длительных измерений (2017-2022 гг.) была выбрана модификация второго метода с вычислением поглощения по излучению атмосферы для ряда углов θ от 0° до 80° от зенита, где выполняется приближение плоскослоистой атмосферы, а также опорной области с яркостной температурой, близкой к температуре приземного воздуха. Производился отбор погодных ситуаций с облачностью менее 2,5 баллов. Случаи попадания облаков в диаграмму направленности антенны на отдельных углах были использованы в комбинированном методе.

Комбинированный метод измерения поглощения в атмосфере с разделением вклада атмосферной влаги и капельной фракции облаков по одноволновым измерениям в миллиметровом диапазоне при облачности до 2,5 балла

Основным недостатком метода разрезов является то, что он работает в приближении плоскослоистой атмосферы при ясной погоде, слабой или слоистой облачности. Получить поглощение в атмосфере в условиях разрывной облачности можно, измерив яркостную температуру неба $T_я$ в зените с помощью абсолютной калибровки. При ясной погоде, когда возможно использование метода разрезов, по разрезу определяются параметры атмосферы τ и $T_{ср}$. Одним из калибровочных тел является горный склон, яркостная температура которого близка к температуре окружающего воздуха. Вторым калибровочным телом является излучение атмосферы в зените, величина которого может быть получена по известным τ и $T_{ср}$. Для того чтобы можно было использовать калибровку всегда, радиометрический комплекс должен включать стабильную калибровочную ступеньку, величина которой определяется заранее при ясной погоде. Для обработки используется регрессионное соотношение, связывающее полное поглощение с интегральным содержанием водяного пара Q и интегральным водосодержанием облаков W. Поглощение в кислороде и эффективные значения удельного коэффициента поглощения в водяном паре были получены по калибровочным измерениям в г. Долгопрудный.

Поглощение в водяном паре и капельной фракции облаков имеют разные частотные зависимости. Это позволяет разделить вклад облаков и безоблачной атмосферы в поглощение в окнах прозрачности. Анализ показал, что основной проблемой является низкое угловое разрешение антенны канала 8 мм. В дальнейшем планируется модернизация измерительного комплекса: замена канала 8 мм на 1 мм. Для решения про-

блемы одновременного определения Q и W, при использовании только канала 3 мм, был разработан одноволновый способ измерения интегрального влагосодержания и капельной фракции облаков.

Одноволновый способ измерения поглощения в атмосфере в миллиметровом диапазоне, с разделением вклада атмосферной влаги и капельной фракции облаков при слабой облачности, использует тот факт, что отдельные отсчеты с попаданием облаков на некоторых углах слабо влияют на получаемую величину поглощения, и оно близко к поглощению ясной атмосферы. При этом если в данный момент облако попало в диаграмму антенны в зените, реальный отсчет в зените из-за этого облака будет больше вычисленного из кривой, полученной методом наименьших квадратов. Способ был реализован на длине волны 3 мм в ходе годового цикла измерений. Была показана возможность обнаружения и определения водности облаков в зените в реальном масштабе времени при облачности до 2,5 баллов.

Результаты измерений атмосферных характеристик и годовой ход влагосодержания атмосферы на полигоне «Карадаг»

Способом проверки является сопоставление данных, полученных методом разрезов, с атмосферным поглощением, рассчитанным на основе глобальной модели атмосферы с сайта NASA. Последний метод прошел успешную проверку сравнением с большим количеством измерений [3]. Радиометрические данные по полигону "Карадаг" для ноября 2019 (рис. 1, синие точки, левая шкала), удовлетворительно согласуются с расчетом по приземной влажности из программы NASA (красные точки и кривая, левая шкала), прогалы – облачность, превышающая 2.5 балла.

Данная методика измерений позволяет определять текущее значение средней температуры $T_{ср}$. На рис. 2 показан временной ход приземной температуры (зеленые точки, правая шкала) и средней температуры $T_{ср}$ (синие точки, левая шкала) 07-08.03.2021. Видно, что $T_{ср}$ имеет суточный ход и меняется вместе с приземной температурой.

На рис. 3 приводится временной ход 07-08.03.2021 влагосодержания атмосферы – Q *(г/см^2)* (красные точки, левая шкала), водозапаса облаков – W *(кг/м^2)* (синие точки, правая шкала) по измерениям на длине волны 3 мм и доля неба покрытая облаками по метеоданным – N_{cl} (зеленый, средняя шкала). Черная горизонтальная пунктирная линия показывает минимальное значение водозапаса облаков, которое обнаруживается человеческим глазом 0,035 *кг/м^2*. Видно, что, не смотря на малые влагосодержания, суточный ход не наблюдается. Также видно, что в тот же промежуток времени наблюдался и малый водозапас капельной фракции.

На рис. 4 показан годовой ход влагосодержания атмосферы и атмосферного поглощения на длине волны 3 мм (2019 [1] и 2020-2021) для полигона "Карадаг" и плато "Суффа". Подтверждаются результаты сравнительного анализа этих площадок в [1]. Данные августа 2020 и 2021 гг. иллюстрируют годовую изменчивость атмосферной ситуации. Правая вертикальная ось на рис. 4 показывает атмосферное поглощение в зените, соответствующее интегральным влагосодержаниям на левой оси.

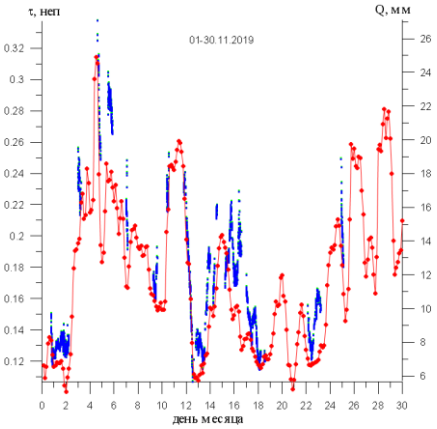


Рис. 1

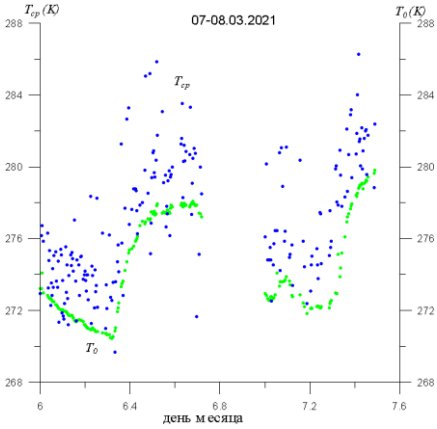


Рис. 2

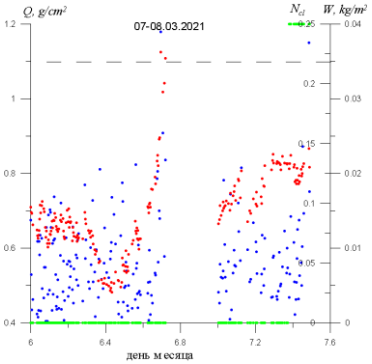


Рис. 3

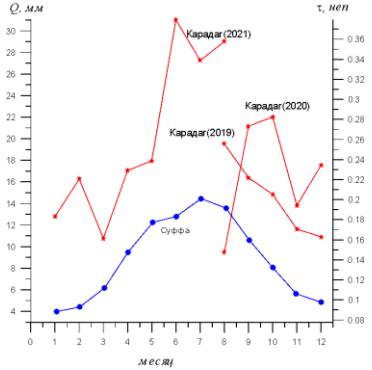


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проекты в рамках базовой части Государственного задания ННГУ 0729-2020-0057, ИФМ РАН 0030-2021-0024), ФИЦ ИнБЮМ 0556-2019-0006 и при поддержке гос. программы ИПФ РАН 0030-2021-0005).

[1] Бубукин И.Т. и др. // Астрономический журнал. 2021. Т. 98, № 7. С. 581 DOI: 10.31857/S0004629921080016.
[2] Бубукин И.Т. и др. // ЖЭТФ. 2019. Т.156, вып.1(7). С.43.
[3] Lapinov A.V., Lapinova S.A., Petrov L.Yu., Ferrusca D. // Proceedings of SPIE (Eds. Jonas Zmuidzinas, Jian-Rong Gao) Vol. 11453. P. 114532O (2020). doi: 10.1117/12.2560250.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТНОГО ШУМА НА ЧАСТОТАХ ШУМАНОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Как известно, шумановский резонанс (ШР) возникает в полости земля ионосфера под действием молниевых разрядов и имеет глобальный характер. Исследование спектральных характеристик фонового шума на частотах ШР проводилось во многих работах и, как правило, для анализа использовались 4-летние и годичные усредненные данные [1]. В настоящей работе изучалось влияние локальных ионосферных возмущений на особенности и динамику спектров магнитного шума в диапазоне 0,1-18 Гц, включая полосы первого и второго ШР на обсерваториях разных широт. Для таких исследований не подходит метод усреднения данных за большие отрезки времени, т.к. усреднение нивелирует влияние изменчивой локальной ионосферы на параметры фонового шума. В [2] на основе численных расчетов (без учета формирования шумановского резонанса) показано, что влияние локальной ионосферы может быть существенным и на частотах шумановских резонансов. Например, на рис. 1 приведены модельные спектры поляризационного параметра ε и азимутального угла ψ между большой осью эллипса поляризации УНЧ магнитного поля и направлением В-З для разных состояний ионосферной плазмы в темное время суток.

Рис. 1

Из этого рисунка видно, что нижний ионосферный резонатор (суб-ИАР) может существенно менять степень эллиптичности магнитного поля и его азимутальный угол на частотах первого и второго ШР. В настоящей работе были проанализированы данные мониторинга компонент УНЧ магнитного шума на широтной цепи станций: на высокоширотных станциях Баренцбург (78.09N, 14.12E) и Ловозеро (68.01 N, 35.03 E), среднеширотной обсерватории НИРФИ (НЖ, 56N, 46E) и на низкоширотной станции в Израиле (MR, 30.61N, 34.80 E). Целью работы было экспериментальное исследование влияния локальной ионосферы, а именно ионосферного альвеновского резонатора (ИАР) и нижнего ионосферного резонатора на высотах 80-300 км (суб-ИАР) на амплитуду и поляризацию первого и второго шумановских резонансов. Как известно, магнитные поля в полосе первого шумановского резонанса в северном полушарии имеют преимущественно левую поляризацию. И это подтверждают данные мониторинга всех низкочастотных обсерваторий (рис. 2). Но степень эллиптичности на более низкоширотной станции и абсолютные значения поляризационного параметра ε существенно меньше, чем на более высокоширотных станциях. Выявлены сильные

вариации параметра ε на частотах первого шумановского резонанса на всех обсерваториях, кроме самой высокоширотной станции Баренцбург (рис. 2).

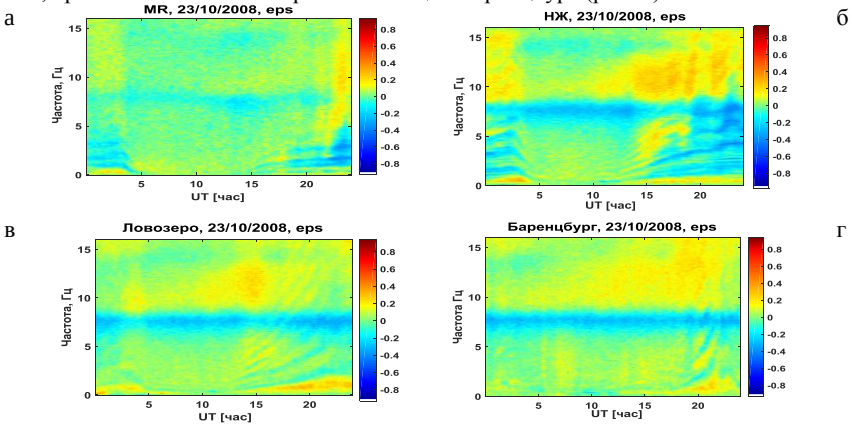


Рис. 2

Как видно из рис. 2 состояние ионосферы над этими станциями существенно различалось: оба резонатора на станциях НЖ и Ловозеро имели более высокую добротность, что проявляется в большом частотном диапазоне появления РСС (до 16 Гц) и в больших значениях абсолютных величин поляризационного параметра. Появление вариаций ε на частоте первого ШР коррелируют с появлением знакопеременной зависимости в спектрах этого параметра (рис. 2 а, б, в). Рис. 3, на котором приведена суточная динамика ε на частоте первого ШР на всех станциях, демонстрирует разный характер вариаций этого параметра на всех обсерваториях. Наиболее сильные вариации параметра ε наблюдаются в частотной полосе первого ШР в темное время суток на станции НЖ, что связано с влиянием обоих резонаторов. На более низкоширотной станции МР влияние суб-ИАР привело к изменению характера поляризации первого ШР (положительные значения ε после 22:00 UT). Разный характер изменения эллиптичности первого шумановского резонанса связан, как с более малыми значениями параметра ε на частоте первого ШР на станции МР, так и с разной оптической плотностью ионосферных слоев на высотах 80-300 км на этих станциях. О малой оптической плотности ионосферных слоев на высотах суб-ИАР свидетельствуют большие значения граничной частоты, отделяющей левую от правой поляризации в спектре ε фонового шума ($f_{\varepsilon p}$ >8 Гц). Например, такой случай наблюдается на станции НЖ после 20:00 UT (рис. 3б). После захода солнца наблюдается уменьшение степени эллиптичности магнитных полей на частоте первого ШР, что связано с малыми значениями $f_{\varepsilon p}$ (рис. 3б). Наиболее слабые суточные вариации в поляризации первого ШР зафиксированы на самой высокоширотной станции Баренцбург, что связано с малыми изменениями ионосферы над этой станцией в течение данных суток. Анализ суточной динамики азимутального угла на частоте первого ШР на станциях разных широт показывает, что этот параметр в большей степени определяется положением глобальных грозовых очагов (в период отсутствия развитой региональной грозовой активно-

сти), а его динамика имеет сходный характер на всех обсерваториях. Зафиксировано влияние высокодобротного ИАР на угол ψ на среднеширотной станции НЖ, которое приводит к его вариациям на 5-10 градусов, а также на амплитуду первого ШР, которое может приводить к расщеплению и смещению частотной полосы в амплитуде первого ШР (графики не приводятся).

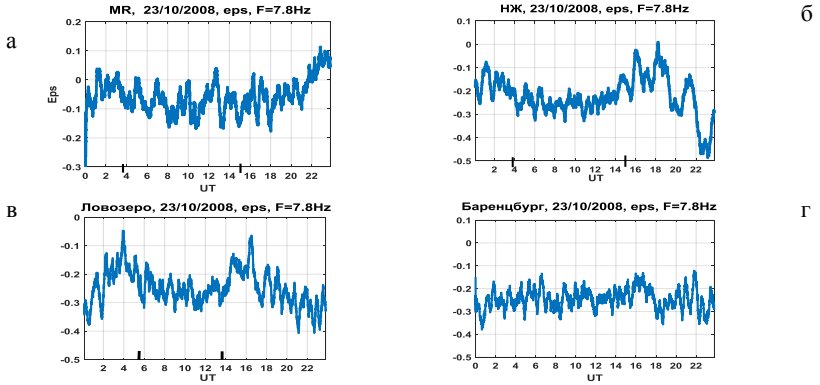


Рис. 3

На рис. 4 приведена суточная динамика ε в частотных полосах первого и второго ШР. Схожий характер динамики на этих частотах наблюдается при оптически плотных слоях на высотах нижнего резонатора, когда $f\varepsilon p < 6$ Гц (рис. 4 г, д, е). В обратном случае, менее плотной оптической толщины резонатора суб-ИАР, когда $f\varepsilon p > 8$ Гц, может наблюдаться разный характер динамики параметра ε (рис. 4 а, б, в).

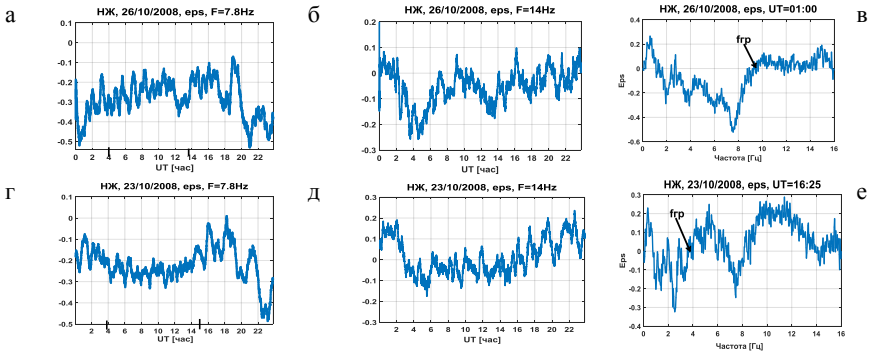


Рис. 4

Так, в начале суток 26.10.2008 регистрируется достаточно сильная эллиптичность магнитного поля с $\varepsilon \approx -0.5$ на частоте первого ШР, с последующим уменьшением эллиптичности, в то время как на частоте второго ШР ε имеет значения $\leq 0{,}05$ с последующим увеличением степени эллиптичности. В то же время, 23.10.2008 характер динамики ε на частотах первого и второго ШР имеет схожие черты, кроме периода

после 21:00UT, когда на частоте первого ШР наблюдается резкое увеличение эллиптичности с отрицательными ε, в то время как на частоте второго ШР наблюдается незначительный рост положительных значений ε. На рис. 5 а,б приведены модельные спектры для станций MR и НЖ, позволяющие объяснить разное влияние локального резонатора суб-ИАР на поляризацию первого ШР на этих станциях. Эти же графики позволяют объяснить разное влияние суб-ИАР на поляризацию первого и второго ШР при $f_{гр} > 8$Гц. Расчеты выполнены на основе модели IRI-2016 с последующей корректировкой профиля значений электронной концентрации на высотах E-слоя и долины. На рис.5 в,г приведены спектры ε для станции Баренцбург, построенные по модели радара некогерентного рассеяния в Свалбарде, которые демонстрируют малые величины ε на частотах первого ШР и незначительную изменчивость его величины в течение суток (рис. 2 г, рис. 3 г).

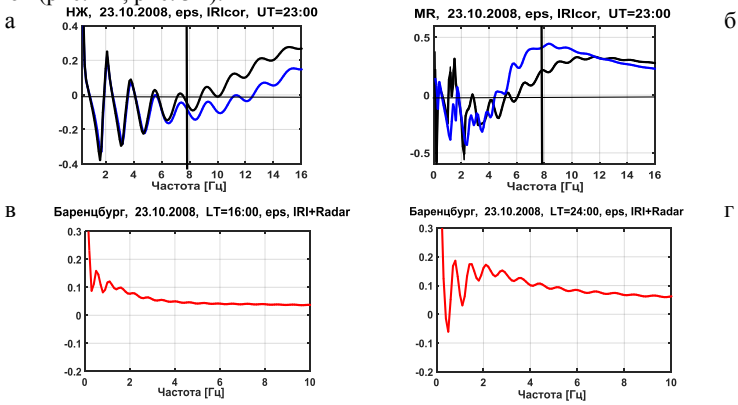


Рис. 5

Таким образом, влияние локальной ионосферы в полосах первого и второго ШР наиболее заметно в спектрах ε и наблюдается в широтном диапазоне 30-70 град. с.ш. На характер суточной динамики ε на частоте первого и второго ШР существенно влияют вариации оптической толщины и добротности локального суб-ИАР и ИАР.

Обработка и анализ данных выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-17-00050, модельные расчеты и интерпретация динамики поляризационных параметров УНЧ шума выполнены по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Price C., Melnikov A. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2004. Vol. 66. P. 1179.
[2] Ermakova E.N., Kotik D.S., Pershin A.V., Pilipenko V.A., Shiokawa K. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2017. Vol. 59. P. 947.

МАКЕТ БЫСТРОГО ИОНОЗОНДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ НА БАЗЕ 2-Х ОТЛАДОЧНЫХ ПЛАТ SDRLAB 122-16

К.К. Грехнева[1)], А.В. Шиндин[1)], С.П. Моисеев[1)], В.А. Павлова[1)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Целью работы являлась разработка макета ионозонда вертикального зондирования, позволяющего регистрировать ионограммы за время порядка 1 секунды с минимальной себестоимостью компонентов при сохранении технических характеристик на уровне мировых.

В разработанном макете ионозонда вертикального зондирования нами были использованы электронные компоненты доступные в свободной продаже, что обеспечило их низкую себестоимость. В классическую схему излучения ионозонда были внесены изменения, которые обеспечили время регистрации ионограммы – 0,9 с [1].

Методика

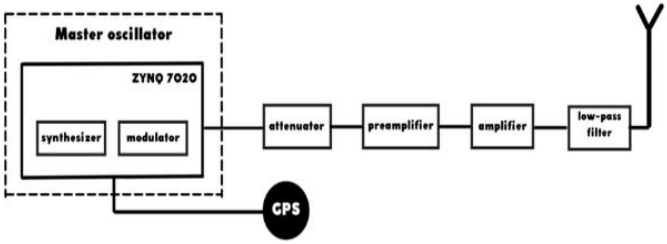


Рис. 1. Блок-схема устройства передающей части макета быстрого ионозонда вертикального зондирования

Имеющийся в НИРФИ ННГУ ионозонд CADI обладает номинальной выходной мощностью зондирующих импульсов 600 Вт. Чтобы обеспечить сравнимую мощность в разрабатываемом устройстве мы использовали линейный усилитель А600, работающий в диапазоне частот 1,8-72 МГц, усиливающий сигнал с 5 до 600 Вт. Для формирования сигнала мощностью 5 Вт используется связка из широкополосного предусилителя и программно-управляемого аттенюатора. Плата SDRlab используется в качестве задающего генератора ионозонда. Она формирует модулированную кодом Баркера длиной 13 бит импульсную последовательность в диапазоне частот от 1 до 10 МГц. Период следования импульсной посылки – 5 мс. Шаг изменения частоты между последовательными импульсами – 50 кГц. Задающий генератор выполнен на однокристальной системе Red Pitaya SDRlab 122-16, являющийся измерительным модулем на основе системы на кристалле Xilinx Zynq 7020 SoC FPGA [2]. В составе платы имеются двухъядерный процессор общего назначения ARM Cortex A9, ПЛИС и 512 МБ ОЗУ, а также двухканальный 16-битный аналого-цифровой преобразователь и двухканальный 14-битный цифро-аналоговый преобразователь. Для синхронизации

процесса перестройки частоты передачи с приёмной частью используется синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock (диапазон частот 450 Гц - 800 МГц), из которого были выведены на плату SDRlab PPS-импульсы (100 мс импульсы с периодом 1 с, синхронизованные с мировым временем) [3]. Также в состав макета входят НЧ-фильтр с полосой пропускания 30 МГц и КВ-антенна CT-HF-FD. Блок-схема устройства передающей части ионозонда представлена на рисунке 1.

Прошивка задающего генератора была реализована с помощью среды проектирования Vivado Xilinx на языке описания аппаратуры Verilog с использованием встроенных IP-ядер Xilinx (см. рис. 2).

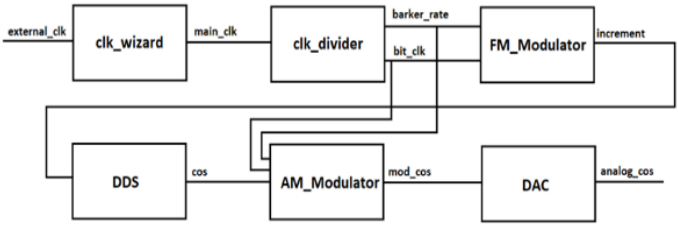


Рис. 2. Функциональная блок-схема прошивки задающего генератора

Проект состоит из отдельных модулей, имеющих функциональную связь друг с другом: блок clk_wizard выполняет преобразование тактовой частоты, блок clk_divider – делитель тактовой частоты, блок FM_Modulator выполняет изменение инкремента фазы гармонического сигнала раз в 5 мс с шагом по частоте 50 кГц, блок DDS – цифровой вычислительный синтезатор, блок AM_Modulator выполняет амплитудную модуляцию сигнала по приходу PPS-сигнала, блок DAC – выполняет функции цифро-аналогового преобразователя.

В структуру приёмной части макета входит: КВ-антенна CT-HF-FD, малошумящий усилитель с коэффициентом усиления 20 дБ, НЧ-фильтр с полосой пропускания 10 МГц, отладочная плата SDRlab, реализующая автоматически перестраиваемый приёмник на основе цифрового понижающего преобразователя, синхронизированный с GPS двухканальный опорный генератор Leo Bodnar Precision GPS Reference Clock для синхронизации процесса перестройки частоты приема с передающей частью (см. рис. 3).

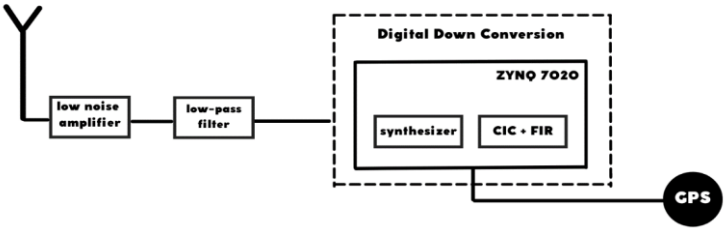


Рис. 3. Блок-схема устройства приёмной части макета быстрого ионозонда вертикального зондирования

В макете был использован открытый проект конфигурации ПЛИС платы SDRLab, реализующий универсальный двухканальный приемник на основе цифрового понижающего преобразователя [4]. Указанная конфигурация была модифицирована с целью реализации автоматической перестройки центральной частоты приема.

В плате, реализующей цифровой понижающий преобразователь, имеются два аналоговых входа, на один из которых поступает сигнал из антенны, а на другой PPS-сигнал с опорного генератора. Оба сигнала оцифровываются АЦП с частотой дискретизации 122,88 Мвыб/с. Оцифрованные отсчёты PPS-сигнала поступают в блок фазового инкремента, где по верхнему фронту этого сигнала перестраивается частота с шагом 50 кГц. Выходной инкремент поступает в блок DDS-генератора (цифрового вычислительного синтезатора), который выполняет роль гетеродина. Настраивать скорость передачи данных можно путём изменения коэффициентов децимации цифрового CIC-фильтра. Нами была использована скорость передачи 192 квыб/с.

Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя представлена на рисунке 4.

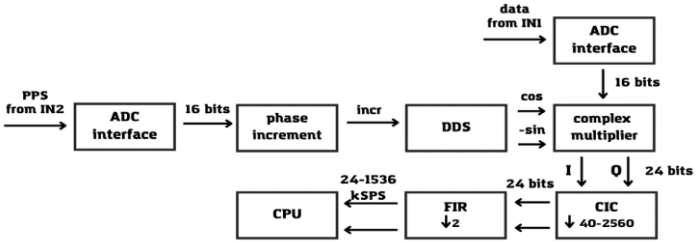


Рис. 4. Функциональная блок-схема цифрового понижающего преобразователя

Заключение

При создании макета быстрого ионозонда вертикального зондирования были разработаны конфигурации ПЛИС и программное обеспечение, реализующие передающую и приёмную части прибора, а также реализована возможность синхронной работы передающей и приёмной частей ионозонда с помощью PPS-сигналов GPS приёмника.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10131).

Работа по монтажу системы охлаждения усилителя A600 выполнена Востоковым А.В. при поддержке проекта № 0729-2020-0057 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., Grechneva K.K., Pavlova V.A., Khashev V.R. // Remote Sensing. 2022. Vol. 14. P. 547.
[2] https://redpitaya.readthedocs.io/en/latest/developerGuide/hardware/122-16/top.html
[3] http://www.leobodnar.com/shop/index.php?main_page=product_info&cPath=107&products_id=234&zenid=974fd2f393793a8e7aba077f2c2b2559
[4] http://pavel-demin.github.io/red-pitaya-notes/sdr-transceiver-122-88/

ДИСПЕРСИОННОЕ РАСПЛЫВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ АГВ В ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРЕ

Г.И. Григорьев, Н.В. Бахметьева, Е.Е.Калинина

НИРФИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Изучение акустико-гравитационных волн является важным разделом физики Солнца и планет солнечной системы [1, 2]. Хотя со времени появления первых работ по указанной тематике прошло около 100 лет, получено много результатов, опубликовано большое количество работ[3-5], некоторые вопросы еще ждут своего решения. К ним, несомненно, принадлежит анализ условий неискаженного из-за дисперсии распространения сигналов АГВ. Сюда примыкает также задача об установлении отличий АГВ естественного и искусственного происхождения.

Постановка задачи

Сформулируем задачу следующим образом. В качестве простейшей модели среды примем плоскую изотермическую однокомпонентную атмосферу в однородном поле тяжести g(z)=const. Зададим на уровне z =0 квазимонохроматический сигнал длительности τ в виде набора плоских волн

$$\zeta(t, z=0) = A(t)exp(-i\omega_0 t). \quad (1)$$

Если его длительность τ велика по сравнению с периодом $\tau \gg 2\pi/\omega_0$, то спектр узкий и дается формулой

$$\zeta f(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} A(t)exp(-i\omega_0 t + i\omega t)dt. \quad (2)$$

Форму сигнала при его распространении вдоль z можно найти, воспользовавшись обратной сверткой

$$\zeta(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega)\cdot exp[-i\omega t + i\kappa(\omega)z]d\omega. \quad (3)$$

Объединяя формулы (2) и (3), получим

$$\zeta(t, z) = \frac{1}{2\pi}\iint_{-\infty}^{+\infty} A(\eta)exp(-i\omega_0 t + i\omega\eta - i\omega t + i\kappa(\omega)z)d\eta d\omega. \quad (4)$$

Для квазимонохроматического сигнала спектр частот является узким ($\Delta\omega \ll \omega_0$) и зависимость $\kappa(\omega)$ приближенно можно аппроксимировать формулой

$$\kappa(\omega) = \kappa(\omega_0) + \left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)_{\omega_0}\cdot\Omega + 0.5\left(\frac{d^2\kappa}{d\omega^2}\right)_{\omega_0}\cdot\Omega^2, \quad (5)$$

где $\Omega = \omega - \omega_0$.

Используя формулы (4) и (5) и задавая конкретный вид модуляции A(t), с помощью вычислительной техники можно найти форму импульса ζ(t, z) в произвольный момент времени на любом удалении от первоначальной плоскости z=0. Предложенный способ вычислений подробно изложен в монографиях [6-8] и годится для сигналов произвольной природы.

Решение задачи. Случаи распространения АГВ

Применим теперь полученные соотношения для частных случаев распространения АГВ в принятой модельной среде. Дисперсионное уравнение АГВ в изотермической покоящейся атмосфере представим в виде

$$\omega^4 - \omega^2 c_S^2(k^2 + \kappa^2 + k_0^2) + c_S^2\omega_g^2 k^2 = 0, \quad (6)$$

где c_S^2=γgH-квадрат скорости звука, k и κ- компоненты волнового вектора по горизонтали и вертикали, k_0=1/2H , H- высота однородной атмосферы – γ - отношение характерных теплоемкостей. Уравнение (6) представляет два типа волн –быстрые в частотном диапазоне $\omega_+ > \omega_g$ и медленные при $\omega_- < \omega_g$, где ω_g-частота Брента-Вяйсяля. Заметим, что для этих двух поддиапазонов из (6) удовлетворительными для наших целей являются представления

$$\omega_+^2 = c_S^2(k^2 + \kappa^2 + k_0^2), \quad (7)$$

$$\omega_-^2 = \omega_g^2 \cdot k^2(k^2 + \kappa^2 + k_0^2)^{-1/2}. \quad (8)$$

При вертикальном распространении быстрых волн из (7) получаем

$$\omega_+^2 = c_S^2(\kappa^2 + k_0^2). \quad (9)$$

Групповая скорость пакета быстрых гравитационных волн в вертикальном направлении равна

$$V_{gr} = \left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)^{-1} = c_S \cdot \kappa(\kappa^2 + k_0^2)^{-1/2}, \quad (10)$$

а фактор расплывания пакета $\delta = \frac{1}{2}\left(\frac{d^2\kappa}{d\omega^2}\right)$ равен

$$\delta = -\frac{\omega_A^2}{2c_S(\omega_0^2 - \omega_A^2)^{\frac{3}{2}}}, \quad (11)$$

где ω_A=c_S/2H.

Подставляя в формулу (4) соотношения (5), (10), (11), получим интегральное представление импульса АГВ, распространяющегося в вертикальном направлении

$$\zeta(t,z) = \frac{1}{2\pi} exp[-i\omega_0 t + i\kappa(\omega_0)z] \iint_{-\infty}^{+\infty} A(\eta) exp\left\{i\Omega(\eta - t) + iz[\Omega\left(\frac{d\kappa}{d\omega}\right)_{\omega_0} + \delta\Omega^2]\right\} d\eta\, d\Omega, \quad (12)$$

где Ω=ω-ω_0. Из формулы (12) следует, что при $\delta = 0$

$$\zeta(t,z) = A\left(t - \frac{z}{V_{gr}}\right) exp[-i\omega_0 t + i\kappa(\omega_0)z], \quad (13)$$

то есть сигнал без изменения формы распространяется в вертикальном направлении с групповой скоростью.

Критерий слабых искажений импульсов АГВ

Чтобы получить критерий слабых искажений сигнала АГВ из-за дисперсии, зададим медленно меняющуюся начальную амплитуду в формуле (12) $A(t)$ длительности τ в виде

$$A(t) = exp(-t^2/\tau^2). \quad (14)$$

При таком законе изменения $A(t)$ интегралы в формуле (12) легко вычисляются, и мы имеем

$$\zeta(t,z) = exp\left[-i\omega_0 t + i\kappa(\omega_0)z - \left(t - z/V_{gr}\right)^2/\tau^2\right], \quad (15)$$

при выполнении условия

$$z \ll \tau^2(2\delta)^{-1}. \quad (16)$$

Формулу (15) можно было бы представить в другом виде, если в ней опустить заполнение частотой ω_0 и в явном виде учесть фактор расплывания δ

$$\zeta(t,z) = \tau \cdot exp\left[-\frac{\left(t - z/v_{gr}\right)^2}{\tau^2 + 4iz\delta}\right]/(\tau^2 + 4iz\delta)^{1/2}. \quad (17)$$

Обсуждение результатов и выводы

Принимая для примера параметры импульса АГВ равными $\tau=5T_0=10\pi/\omega_0$, $\omega_0=1.5\omega_A$, $\omega_A = c_S k_0$, из (16), получим: $2\delta = (c_S^2 k_0)^{-1}$ и $z \ll z_m \cong 1500$км. Формы импульса на разных расстояниях от первоначального положения z=0 показаны на рисунке 1.

Таким образом, цуги быстрых АГВ могут распространяться в вертикальном направлении практически не меняя формы на расстояния, значительно превосходящие высоту однородной атмосферы.

Аналогичные оценки можно провести для горизонтально распространяющегося импульса ВГВ, заданного в плоскости x=0 в виде $\zeta(t,x=0)=A(t)\exp(-i\omega_0 t)$.

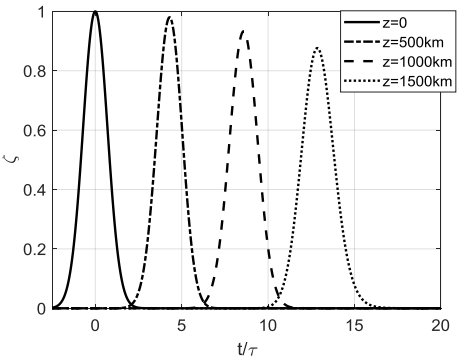


Рис. 1

Если для A(t) принять гауссову форму, $A(t)=\exp(-t^2/\tau^2)$ то при распространении импульса на расстояние x его огибающая сохранит первоначальную форму вплоть до расстояний

$$x \ll x_m = \frac{\tau^2}{2\delta_2}\,,\ \delta_2 = \frac{3k\left(k^2+k_0^2\right)^2}{\omega_g^2 k_0^4}. \quad (18)$$

Групповая скорость перемещения сигнала в этом случае равна

$$V_{gr} = \omega_g k_0^2 (k^2 + k_0^2)^{-3/2}. \quad (19)$$

Если принять основную частоту равной $\omega_0 = 0.7\omega_g$, .то численные оценки по формуле (18) дают порог слабых искажений сигнала $x_m = 560$ км. Формы импульса на разных расстояниях от первоначального положения x=0 показаны на рисунке 2. Рисунки 1 и 2 построены по программе, не использующей формулу (5) для разложения $k(\omega)$ в ряд.

Таким образом, проведенные расчеты для модели изотермической атмосферы показывают, что узкополосные импульсы АГВ могут распространяться на значительные расстояния без существенного изменения их первоначальной формы. Отметим, что учет поглощения при распространении АГВ приведет к дополнительному искажению импульсов и критерии (16), (18) изменятся в сторону уменьшения оцененных здесь расстояний z_m, x_m. Дополнительное искажение импульсов АГВ может возникать при их отражении и прохождении через области с отличающимися физическими параметрами от принятых для расчетов в модели изотермической атмосферы.

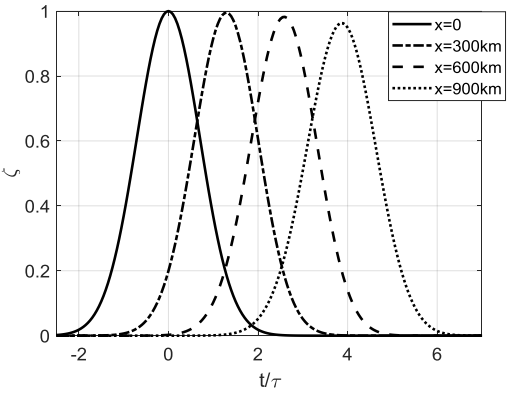


Рис. 2

Исследования поддержаны Российским научным фондом, грант № 20-17-00050.

[1] Бацына Е.Л., Петрухин Н.С., Пелиновский Е.Н. Безотражательное распространение волн в неоднородной сжимаемой атмосфере Земли и Солнца. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2014, 121с.
[2] Savina O.N. // Central European Astrophysical Bulletin. 2015. Vol. 39. P. 83.
[3] Ламб Г. Гидродинамика. – М.: ОГИЗ, 1947, 929 с.
[4] Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978, 532 с.
[5] Ma J.Z.G. // Global Journal of Science Frontier Research: F Mathematics and Decision Sciences. 2016. Vol. 16, № 3. P. 37.
[6] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М: Наука, 1967, 552 с.
[7] Бреховских. Л.М. Волны в слоистых средах. – М: Наука, 1973, 343 с.
[8] Виноградова М.Б., Руденко О.В. , Сухоруков А.П. Теория волн. – М: Наука, 1979, 383 с.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 НМ НА СТЕНДЕ СУРА В 2021 Г. ПРИ РЕГИСТРАЦИИ В ТРЕХ ПРИЕМНЫХ ПУНКТАХ

Ю.К. Легостаева[1)], С.М. Грач[1)], А.В. Шиндин[1)], Е.Н. Сергеев[1)], К.К. Грехнева[1)], В.А. Павлова[1)], В.Р. Хашев[1)], Д.А. Когогин[2)], И.А. Насыров[2)], А.Б. Белецкий[3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Казанский федеральный университет, Казань, Россия
[3)] Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (О) на частоте f_0, меньшей критической частоты F_2-слоя ионосферы f_{0F2}, с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; (2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; (3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $E > E_п$, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни нейтральных атомов ионосферного газа (кислорода) с энергией возбуждения $E_п$; (4) в процессе релаксации возбуждённого атома до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Подавление фонового свечения ионосферы возникает вследствие уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации α_e с ростом электронной температуры T_e, что приводит, следовательно, к уменьшению концентрации возбужденных атомов, ответственных за генерацию свечения.

Основной наблюдаемой линией свечения на нагревном стенде СУРА (Нижегородская область, пос. Васильсурск) является красная линия (длина волны λ = 630 нм), связанная с излучением атомарного кислорода при переходе электрона с уровня $O(^1D)$ в основное состояние O^3P с энергией возбуждения $E_п$ = 1,96 эВ и временем жизни τ = 107 с.

В августе и сентябре 2021 г. были проведены эксперименты по регистрации свечения ионосферы в линии λ = 630 нм при воздействии радиоизлучением стенда СУРА. Регистрация проводилась в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (Нижегородская область, пос. Васильсурск, географические координаты 56,15˚с. ш., 46,10˚в. д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (Казань, географические координаты 55,56˚с.ш., 48,45˚в. д., 170 км от стенда) и д. Заключная (Перевозский район, географические координаты 55.54˚с. ш., 44.53˚в. д., 115 км от стенда).

В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых в пространстве пунктах появляется возможность оценить пространственные характеристики области искусственного свечения (или подавления фона). В докладе приводятся результаты анализа данных, полученных в сеансах воздействия, при которых искусственное свечение (или подавление фона) наблюдалось одновременно, по крайней мере в двух пунктах наблюдения.

Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда, либо при наклоне диаграммы на юг на 12º в плоскости магнитного меридиана, на частоте f_0 = 4,3 МГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф}$ ~

100 МВт. Измерения на стенде СУРА и в д. Заключная проводились с помощью ПЗС камер SBIG-8300M (далее SBIG). (размер кадра 3 326 × 2 504 пикселов) с объективом Canon EF 50mm *f*/1.2*L* USM с полем зрения 20˚×15˚со светофильтром на длину волны λ = 630 нм с полосой пропускания $\Delta\lambda$ = 10 нм. Пункт наблюдения в Казани был оснащен камерой KEO Sentinel (далее KEO) (размер кадра 2 048×2 048 пикселов) с объективом с полем зрения 150˚ со светофильтром на длину волны λ = 630 нм с полосой пропускания $\Delta\lambda$ = 2 нм. Воздействие осуществлялось в следующем режиме: 1 минута – импульсное излучение (длительность импульса – 50 мс, период повторения – 3 с), далее – 2,5 минуты непрерывное излучение, и далее – 2,5 минуты пауза. Запуск всех участвующих в эксперименте ПСЗ камер производился синхронно в нулевую и тридцатую секунду с экспозицией 27 с (мертвое время между кадрами 3 с). Для увеличения чувствительности анализ портретов ночного неба велся с использованием бинирования (объединения пикселов) 9 × 9.

Поскольку область свечения вращается вместе с Землёй, а ориентация камер не менялась в течение эксперимента, то для целей настоящего исследования необходима астрометрическая калибровка, связанная с определением по координатам пиксела изображения горизонтальных координат: высоты (угла места) и азимута объекта. Программа по осуществлению астрометрической калибровки была разработана в [1]. С помощью пакета Astrometry.net автоматически составлялась таблица ярких (опорных) звёзд, имеющихся на снимке. Каждой звезде ставились соответствие две пары координат: (x, y) в системе координат, связанной с плоскостью кадра, и (α, δ) в экваториальной системе координат эпохи J2 000. Для камеры KEO для получения подобной таблицы требовалось вручную идентифицировать звёзды на снимке и получить их экваториальные координаты из звёздного каталога. Затем экваториальные координаты преобразовывались в горизонтальные – высоту и азимут (h, A). Из полученной таблицы пар координат (x, y) — (h, A) ярких звёзд можно установить функциональную связь между системами координат. Астрометрическая калибровка дает возможность убрать засветку камеры звездами, которые мешают анализу данных, и определить положение пятен свечения на небосводе.

Анализ изображений сводился к следующему. Из набора снимков выбирались опорные кадры, зарегистрированные непосредственно перед включением стенда СУРА, на которых заведомо отсутствовало влияние мощных радиоволн на яркость свечения. Для всех остальных снимков формировались темновые кадры с помощью усреднения с определёнными весами двух ближайших опорных кадров. При этом каждый из опорных кадров поворачивался в соответствии с вращением небесной сферы относительно полюса мира таким образом, чтобы положение звёзд на них совпало с положением звёзд на анализируемом снимке. Веса при суммировании определялись интервалами времени между анализируемым снимком и опорными кадрами [2]. После этого из анализируемого кадра вычитался темновой кадр. В результате достигалась плавная компенсация излучения звёзд и фонового свечения атмосферы, и на итоговом изображении оставались только изменения яркости свечения, вызванные излучением стенда СУРА и быстрыми изменениями прозрачности атмосферы и помехами (спутниками, метеорами и т. п.). И наконец, для сглаживания шумов использовалась текущая медианная фильтрация по полю снимка.

На рис.1 представлены обработанные оптические изображения, полученные в приемных пунктах – стенд Сура (слева) и магнитной обсерватории в Казани (справа), зарегистрированные одновременно 05.09.2021 18:51:00 UT (вертикальный нагрев). В этом сеансе f_{0F2} = 4,8 МГц. На нижней панели показано время непрерывного излучения стенда СУРА. Время регистрации снимка, приведенного на рисунке, показано синим отрезком. Видно, что в обоих пунктах наблюдения присутствует заметное увеличение яркости оптического свечения во время работы стенда.

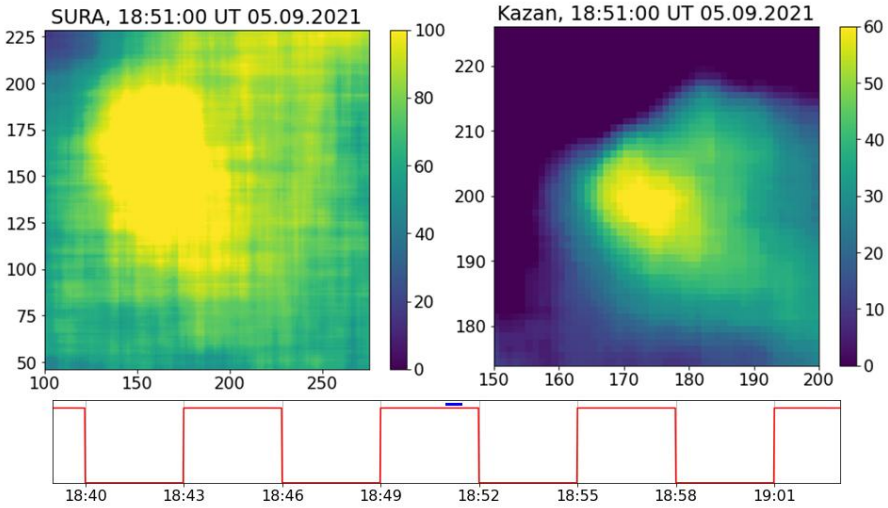


Рис. 1

Для обработки изображений использовалась программа, разработанная в [1], в которой была использована модель области свечения в виде сферы. Получено предварительно, что высота центра пятна свечения составляла ~270 км (что примерно соответствовало высоте плазменного резонанса), а ее радиус – 30 км.

На рис. 2 продемонстрирован эффект подавления оптического свечения ионосферы, зарегистрированный одновременно для пунктов наблюдения в Васильсурске (слева) и в Казани (справа), в другой день наблюдений – 10.08.2021 в 18:38:00 UT (нагрев с наклоном на юг на 12º). По предварительным результатам обработки размер области подавления составляет 13 км, а высота ~230 км.

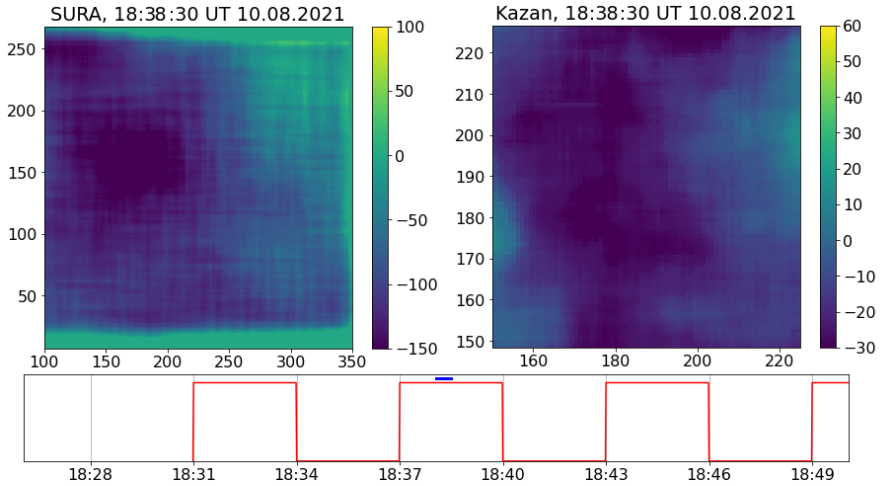


Рис. 2

На рис. 2 продемонстрирован эффект подавления оптического свечения ионосферы, полученные для пунктов наблюдения в Васильсурске (слева) и в Казани (справа), зарегистрированные одновременно в другой день наблюдения – 10.08.2021 18:38:00 UT (нагрев с наклоном на юг на 12º). По предварительным результатам обработки размер области подавления составляет 13 км, а высота ~230 км.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 20-12-00197.

[1] Шиндин А. В., Клименко В.В., Когогин Д.А.,. Белецкий А.Б., Грач С.М., Насыров И.А., Сергеев Е.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 11. С. 949.
[2] Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МАКЕТА БЫСТРОГО ИОНОЗОНДА ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

В.А. Павлова[1)], А.В. Шиндин[1)], С.П. Моисеев[1)], К.К. Грехнева[1)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рис. 1. Схема расположения аппаратуры, используемой для проведения планируемого эксперимента. 1 – приемная часть макета, 2 – передающая часть макета + передающая антенна, 3 – передающая антенна

Рис. 2. Схема расположения аппаратуры, используемой для проведения прошедшего эксперимента. 1 – приемная часть макета, 2 – передающая часть макета + передающая антенна, 3 –пункт моностатической локации луны, 4 – секция антенной системы стенда СУРА, используемая в качестве приемной антенны, 5 – приемная антенна

Испытания макета быстрого ионозонда начались в 2021 г. Первые ионограммы, зарегистрированные со скоростью 1 ионограмма в секунду были получены в сентябре-декабре 2021 г. на экспериментально-опытной базе «Васильсурск» [1]. В этих экспериментах использовались разные варианты приемных антенн, включая большую диагностическую антенну (126*126 м), антенну ЛЧМ-ионозонда и антенну ионозонда CADI.

Основным результатом проведенных в 2021 г. испытаний является регистрация быстрых процессов перераспределения электронной концентрации.

5 мая 2022 года была запланирована новая серия испытаний. Целью этих испытаний была проверка работоспособности приемной части ионозонда на базе Red Pitaya SDRLab 122-16, а также комплектов специально приобретённых широкополосных КВ антенн для передающей и приемной частей ионозонда.

Для приема и передачи сигналов в нашем макете используются антенны CT-HF-FD (L) 53м. Данные антенны обладают диапазоном частот от 1,5 до 30 МГц, мощностью 2 кВт и сопротивлением в 50 Ом.

К моменту проведения испытаний передающая часть нашего макета оказалась не полностью готова, т.к. при измерении максимальной выходной мощности основного усилителя в лаборатории сгорел аттенюатор, что привело к выходу из строя LDMOS транзисторов усилителя. Это повлекло за собой ряд проблем и изменение плана предполагаемого эксперимента.

В ходе эксперимента передающая часть макета была собрана на одном 5 Вт-ном предусилителе и установлена в здании передатчиков (п. 2, рис. 2).

Поскольку в передающей части макета отсутствовал усилитель, мощности сигнала не хватало для того, чтобы зафиксировать его отражение от ионосферы приемной частью макета. Поэтому для регистрации сигнала мы использовали имеющийся на полигоне приемный пункт моностатической локации Луны (п. 3, рис. 2). А в качестве приемной антенны использовали одну из секций антенной системы стенда СУРА (п. 4, рис. 2).

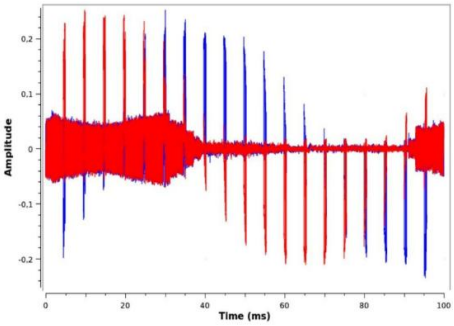


Рис. 3. Пример регистрации излучаемого сигнала, зафиксированного с помощью приемника NetSDR и среды GNU Radio

Данный пункт обладает значительно более высокой чувствительностью, нежели приемная часть макета быстрого ионозонда с антенной CT-HF-FD. Благодаря этому мы смогли зарегистрировать отражение от ионосферы сигнала мощностью 5 Вт.

Регистрация сигналов в пункте моностатической локации Луны осуществляется при помощи приемника NetSDR. Данный приемник обладает 16-разрядным АЦП и имеет полосу пропускания от 10 кГц до 2 МГц.

Несмотря на высокую чувствительность приемного пункта на базе NetSDR, отраженный 5 Вт сигнал виден только при накоплении (наложении эпох) порядка 1000 импульсов, что приводит к 15 минутам, требуемым на регистрацию ионограммы, а, следовательно, не позволяет реализовать быструю регистрацию ионограмм.

Для проверки работоспособности передающей части использовалась прошивка, генерирующая импульсы на частоте 5 МГц с периодом 5 мс. Видно, что 5 Вт сигнал занимает 20% амплитудной шкалы приемника (рис. 3).

После накопления 1000 импульсов в течении 5 с получили осциллограмму амплитуды комплексного сигнала (рис. 4). Горизонтальная ось задержек пересчитана в ось действующих высот.

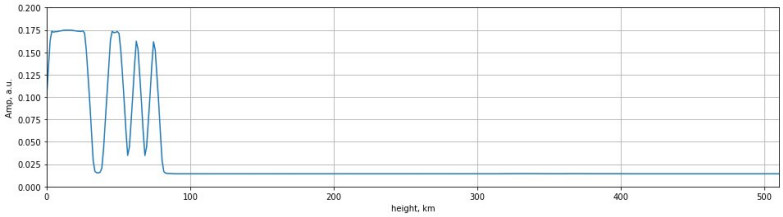


Рис. 4

Пересчитав ось амплитуд в ось дБ, получаем график, изображенный на рис. 5. На нём виден отраженный сигнал, который зарегистрирован на уровне -22 дБ относительно прямого сигнала.

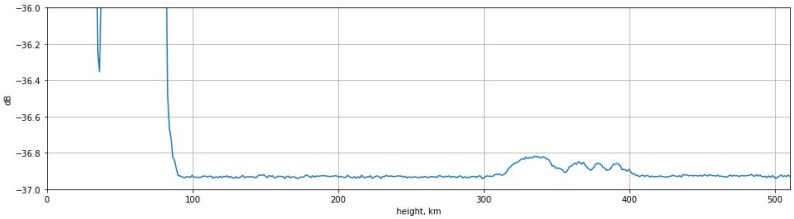


Рис. 5

Приемная часть макета была собрана и установлена в лабораторном корпусе полигона (п.1, рис. 2) и проверена на работоспособность. Был принят прямой сигнал, излучаемый передающей частью макета. На рис. 6 изображен график, получившийся в результате накопления 10000 импульсов.

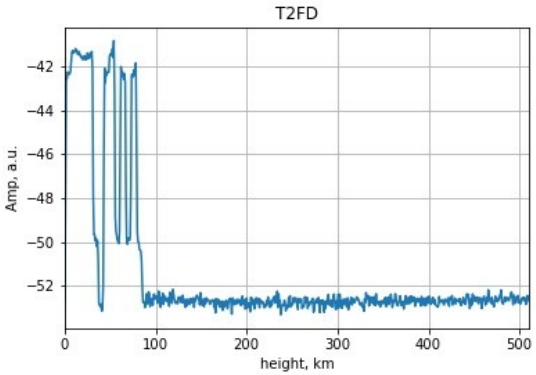


Рис. 6

Видно, что уровень прямого сигнала всего на 12 дБ выше уровня шумов. Отраженный же сигнал ожидается, как уже было показано выше, на уровне - 22 дБ. Таким образом, проведенные испытания позволяют рассчитывать на то, что при использовании 600 Вт (20 дБ) усилителя, отраженный сигнал будет зарегистрирован с использованием антенны CT-HD-FD без накопления.

Разработанный макет ионозонда планируется ввести в круглосуточную эксплуатацию на полигоне «Васильсурск» в июне 2022 г. Для этого реализована гибкая система управления ионозондом.

На языке Python разработана программа, позволяющая запускать ионозонд, задавая время запуска его работы при помощи ключей программы. Таким образом, стало возможно составлять расписание работы ионозонда и его запуска в удобное время с точностью до секунды.

Данная программа реализует 3 варианта работы ионозонда:

1) Запуск ионозонда в определенное время суток со снятием одной секундной ионограммы в заданные периоды времени. Программа повторяет заданное распи-

сание каждые сутки. Выключение устройства происходит путем выключения программы.

2) Запуск ионозонда в определенное время часа со снятием одной секундной ионограммы в заданные периоды времени. Ежечасное повторение заданного расписания. Выключение устройства осуществляется путем выключения программы.
3) Запуск ионозонда в одно определенное заданное время с непрерывной регистрацией ионограмм до момента выключения программы.

Итоги испытаний проведенной серии экспериментов:

- Зарегистрирован отраженный от ионосферы сигнал на уровне -22 дБ относительно сигнала земной волны;
- Приемная часть ионозонда на базе SDRLab и антенны CT-F2FD при 5 Вт-ом прямом сигнале обеспечивает уровень -41 дБ при уровне шума -53 дБ;
- Одна секция антенной системы стенда СУРА позволяет зарегистрировать отражение от ионосферы 5 Вт импульса при накоплении 1000 импульсов;
- Есть принципиальная возможность создания 5 Вт-ого ионозонда вертикального зондирования на базе секции стенда СУРА, который бы работал фактически без создания значимых помех в эфире.

[1] Shindin A.V., Moiseev S.P., Vybornov F.I., Grechneva K.K., Pavlova V.A., Khashev V.R. // Remote Sensing. 2022. Vol. 14. P. 547.

МИКРОВОЛНОВЫЕ ПРЕДВЕСТНИКИ КАК ИНСТРУМЕНТ РАСПОЗНАВАНИЯ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЯВЛЕНИЙ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Мощные солнечные явления, такие как вспышки, сопровождающиеся потоком протонов, корональные выбросы массы влияют на космическую среду, динамику околоземного пространства и относятся к так называемым геоэффективным солнечным явлениям.

Как правило, внезапные возмущения околоземной космической среды могут вызывать сбои в работе различных систем связи, наземных электроэнергетических систем. В связи с этим актуальна разработка рекомендаций по выявлению геоэффективных явлений, которые вызывают неблагоприятные магнитные и ионосферные возмущения.

Использование солнечного радиоизлучения как инструмента для распознавания геоэффективности наблюдающихся солнечных событий представляется предпочтительным в связи с тем, что в радиоизлучении отражаются практически все процессы, происходящие на поверхности Солнца и в его атмосфере.

Изменения в радиоизлучении, предшествующие событиям с мощным энерговыделением, зарегистрированы на различных временных масштабах: от нескольких дней до нескольких часов. В данном сообщении мы остановимся на явлениях солнечной активности, происходящих на интервалах времени более длинных, чем импульсная (flash) фаза, но более коротких, чем процесс эволюции активной области, и представляющих собой непрерывные изменения, переходящие во вспышку или корональный выброс массы. Эти явления относят к категории отчётливых (distinct) событий и называют предвестниками.

Изучение предвспышечных ситуаций на Солнце с помощью спектрографа последовательного анализа диапазона 8÷12 ГГц на РТ-22 КРАО позволило установить основные проявления предвспышечных процессов, в частности, в виде последовательных повышений уровня излучения, предшествующих импульсной фазе всплеска. Регистрация предвестников такого типа находит подтверждение и в более поздних наблюдениях: например, предвестники перед солнечными вспышками 23.07.2002 (две стрелки на рис. 1а) и 22.06.2015 (P1 и P2 на рис. 1б).

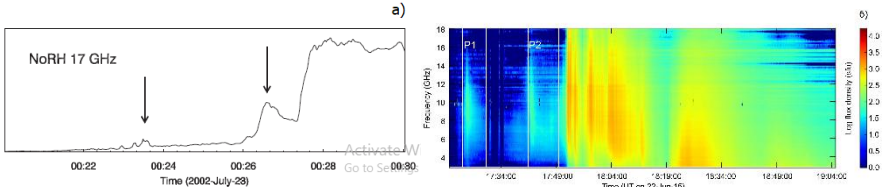


Рис. 1

О важности использования предвестников для определения геоэффективности последующих вспышек говорят следующие результаты.

Был проведен анализ предвсплесковых ситуаций по данным радиослужбы Солнца станции «Зименки» за 1970–1994гг. Радиоизлучение Солнца наблюдалось в широком диапазоне длин волн на 6 фиксированных частотах: 9100, 2950, 950, 650, 200 и 100 МГц. За период наблюдений было выделено 195 предвсплесковых интервалов: 110 перед всплесками с последующей регистрацией потока протонов, 85 – перед остальными мощными всплесками.

В результате получено: микроволновые предвестники мощных геоэффективных солнечных вспышек, сопровождаемых потоком протонов на орбите Земли, имеют широкую полосу излучения и существует более длительный временной интервал (более 30 мин, рис. 2а) по сравнению с микроволновыми предвестниками событий без регистрации энергичных протонов на орбите Земли (рис. 2б.). Широкая полоса означает наличие предвестников, по крайней мере, на 3 частотах микроволнового диапазона.

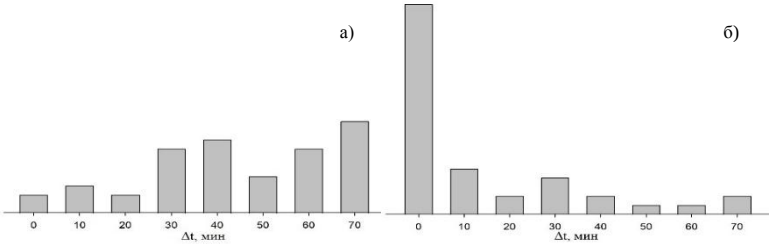


Рис. 2

Более того. Сопоставление времён появления широкополосных предвестников для протонных вспышек с баллами СПС 0-1 (меньшее количество протонов) – рис. 3а – и СПС 2-4 (большее количество) – рис. 3б – показывает различие во временах возникновения предвестников. Для группы СПС 0-1 интервал между событием и моментом возникновения предвестника составляет, в основном, менее 30 мин, а в большом числе случаев вообще отсутствует. Тогда как для большинства событий с баллом СПС 2-4 интервал составляет более 40 мин.

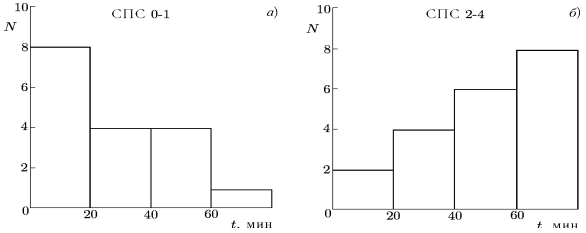


Рис. 3

Отмеченные характеристики предвестников являются основой ***прогноза степени геоэффективности предстоящей вспышки***. Заметим, кроме того, различие в зави-

симости длительности существования микроволновых предвестников протонных (рис. 4а) и непротонных (рис. 4б) вспышек от положения источника на диске Солнца.

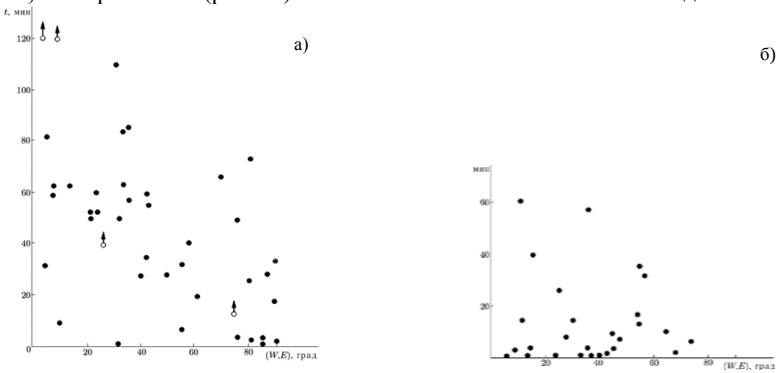


Рис. 4

Что также может быть использовано для прогноза ***характера предстоящего события***

Обнаруженному эффекту различия в характеристиках микроволновых предвестников мощных протонных геоэффективных солнечных вспышек и вспышек, не сопровождающихся регистрацией энергичных протонов на орбите Земли***, аналогичен*** результат анализа радиоизлучения Солнца в РАС Зименки на двухчасовом интервале, предшествующем регистрации СМЕ различных феноменологических типов и различной геоэффективности спектрографом-поляриметром, установленным на спутнике SMM (1980 и 1984–1988 гг.) Уровень геоэффективности определялся по поведению индекса Dst, в указанный период характеризовался как слабый: -30 нТ $\geq$ Dst ≥ -50 нТ.

Из 49 корональных выбросов масс геоэффективными оказались 15, 1 СМЕ отнесен к сомнительно геоэффективному, 33 события СМЕ отмечены отсутствием геоэффективности.

Сравнением радиоизлучения перед регистрацией геоэффективных и негеоэффективных СМЕ установлено, что существует различие в полосе излучения и продолжительности предшествующего спорадического излучения. Так, перед большинством геоэффективных СМЕ наблюдаются широкополосные радиопредвестники длительностью более 20 мин, а перед негеоэффективными событиями радиопредвестники узкополосны и продолжительность менее 20 мин.

Известно, что наиболее геоэффективными являются корональные выбросы типа гало. Основной параметр этих СМЕ – их ширина в картинной плоскости, свечение наблюдается вокруг затмевающего диска коронографа.

Для примера на рис. 5 приведены схемы поведения микроволновых предвестников событий СМЕ в разные фазы XXI–XXIII циклов солнечной активности.

Правый край горизонтальной оси – момент регистрации выбросов на коронографе LASCO/C2. На вертикальной оси обозначены частоты наблюдений в МГц и аббревиатуры названий обсерваторий, наблюдаемые потоки радиоизлучения приведены в логарифмическом масштабе.

В результате анализа установлено, что

- временной ход микроволновых предвестников СМЕ типа гало обладает совпадением, заключающимся в практически одновременном во всём спектральном интервале временным поведением – регистрируются широкополосные предвестники;

- возникновение спорадической компоненты наблюдается за 25÷60 мин до регистрации СМЕ, тип предвестников одинаков на всех частотах.

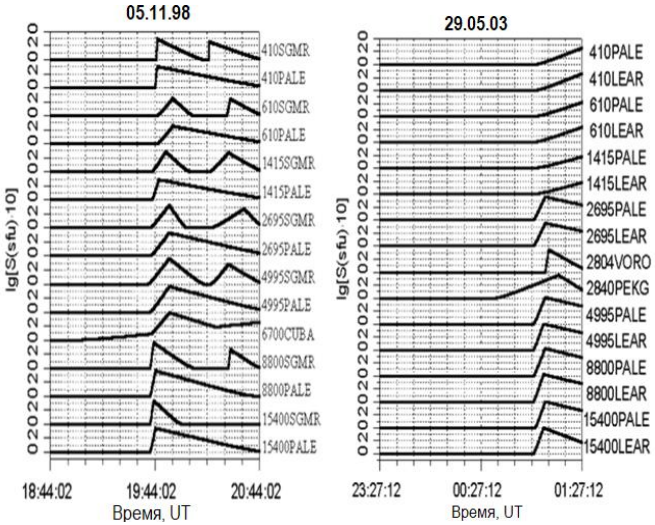


Рис. 5

Таким образом, можно сделать следующие выводы.

Регистрация микроволновых предвестников геоэффективных солнечных вспышек и корональных выбросов массы и их динамика может позволить

- использовать предвестники как основу прогноза степени геоэффективности предстоящей вспышки и коронального выброса массы,

- выделить событие типа гало, что особенно важно с точки зрения геоэффективности.

Полученные данные о временном поведении таких предвестников могут служить дополнительным материалом для модельных представлений о процессах в солнечной атмосфере на этапе формирования и начального распространения СМЕ и служить основой для разработки методики ультракраткосрочного прогнозирования этого типа СМЕ по радиоданным.

Важно подчеркнуть, что эти результаты были получены при анализе данных станций Солнечной службы в радиодиапазоне в режиме мониторингового наблюде-

ния, что может служить основой для расширения диагностических и прогностических возможностей таких станций.

Работа выполнена по проекту № 0729-2020-0057 Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

О ВЛИЯНИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ПАРАМЕТРЫ ИОНОСФЕРЫ РАЗЛИЧНЫХ ШИРОТ

О.А. Шейнер[1)], Ф.И. Выборнов[1, 2)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

В последние годы много внимания уделяется причинам возникновения ионосферных возмущений и их динамике. Согласно предыдущим исследованиям, параметры ионосферы сильно зависят от геоэффективных явлений, возникающих на Солнце, таких как корональные выбросы масс (CME) и высокоскоростные потоки солнечного ветра (HSS) [1-6]. Отклик ионосферы на мощные явления солнечной активности (CME и HSS) подтвержден анализом результатов наземных измерений параметров среднеширотной ионосферной плазмы с помощью наклонного и вертикального зондирования ионосферы. Так, в поведении ионосферных индексов Δf0F2 и ΔМНЧ, введенных в [7] для критической частоты и максимально наблюдаемой частоты F2 слоя ионосферы соответственно, длительное время прослеживаются отрицательные значения после регистрации CME типа петля, но подобное не наблюдается при регистрации других типов CME. Большие амплитуды отклонений этих индексов отмечаются для CME со скоростью $100 < V < 700$ км/с. Реакция ионосферы на высокоскоростные потоки солнечного ветра неоднозначна: наблюдается как уменьшение, так и увеличение ионосферного индекса на несколько МГц, связанного с последействием HSS.

Результаты измерений

В исследовании использованы данные наклонного зондирования ионосферы, полученные при наблюдениях максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) на трассах Ловозеро – Васильсурск, Соданкюля – Васильсурск, Салехард – Васильсурск и Горьковская – Васильсурск, а также данные ионозонда вертикального зондирования ионосферы CADI, расположенного на полигоне НИРФИ ННГУ вблизи п. Васильсурск (56.15°N, 46.10°E). Параметры трасс приведены в табл. 1, а их схема – на рис.1. Пример возникающих ионосферных возмущений для наблюдений, проведенных в августе 2018 г. на этих трассах, приведен на рис. 2.

Табл. 1

Трасса (передающая – приемная ЛЧМ станции)	Длина трассы (км)	Координаты передающей станции
Ловозеро – Васильсурск	1767	68.00°N, 35.02°E
Соданкюля – Васильсурск	1236	67.4°N, 26.6°E
Салехард – Васильсурск	1581	66.52°N, 66.37°E
Горьковская – Васильсурск	1500	60.27°N, 29.38°E

Рис. 1

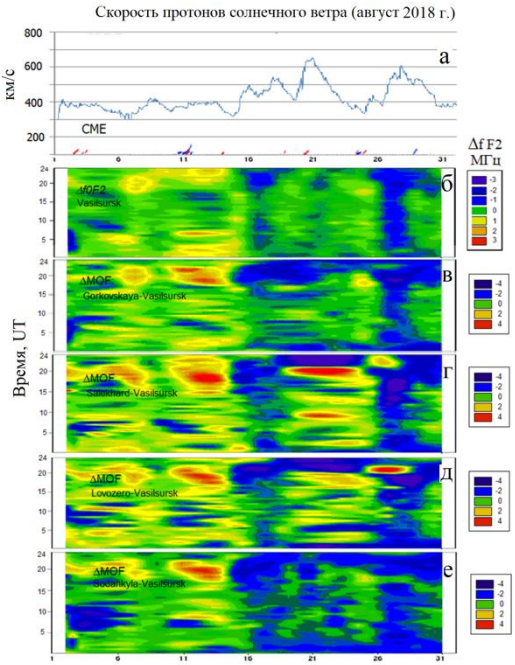


Рис. 2

Здесь возникшие ионосферные возмущения 16 и 26 августа (понижение уровней $\Delta f0F2$ и ΔМНЧ на несколько МГц) на всех трассах наклонного зондирования и по данным вертикального зондирования (Васильсурск) связаны с увеличением скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра. Горизонтальные оси на рис. 2 – дни месяца; левая вертикальная ось: на рис. 2а – значения скорости HSS в км/с, на рис. 2б-2е – время суток. Регистрация корональных выбросов показана на рис. 2а.

В данной статье для сравнения мы приводим свидетельства возникновения ионосферных возмущений в ионосфере высоких широт по данным вертикального зондирования на ионосферных станциях Juliusruh (Германия) и Millstone Hill (Шотландия).

На рис. 3 и рис. 4 показано поведение ионосферного индекса $\Delta f0F2$ в ноябре 2004 г. и скорости высокоскоростных потоков солнечного ветра на двух указанных станциях. Верхние панели на рисунках – скорость протонов солнечного ветра, средние – регистрация CME, нижние панели – ионосферный индекс $\Delta f0F2$.

Как видно из рисунков, степень ионосферных возмущений различна в течение месяца. Достаточно сильное ее уменьшение на несколько МГц регистрируется 8 ноября и на станции Millstone, и на станции

Juliusruh. Направление распространения CME в сторону от Земли позволяет предположить определяющую роль HSS в появившихся ионосферных возмущениях из-за их высокой скорости распространения: около 800 км/с. Повышение скорости протонов солнечного ветра в конце месяца приводит к разной реакции ионосферы на рассматриваемых станциях: увеличение на несколько МГц в Millstone и незначительное уменьшение индекса в Juliusruh.

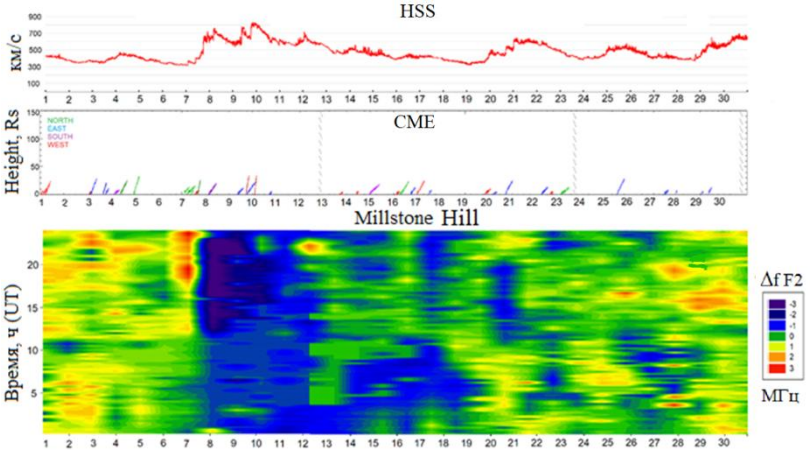


Рис. 3

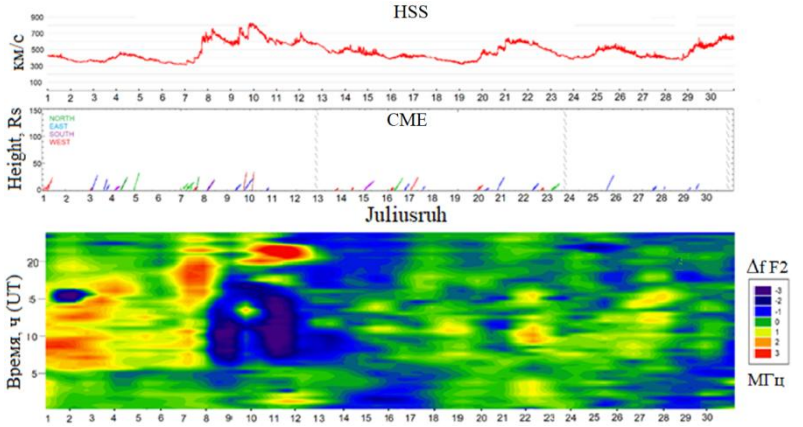


Рис. 4

Заключение

Сообщаются результаты проведенных исследований об отклике ионосферы на воздействие CME разного типа. Приведены иллюстрации отклика ионосферы на высокоскоростные потоки солнечного ветра с использованием ионосферного индекса. Использовались синхронные экспериментальные данные о МНЧ, полученных на разных трассах наклонного зондирования ионосферы, и критической частоте F-слоя ионосферы на ионосферной станции вблизи п. Васильсурск.

Дополнительно использовались данные критических частот станций Millstone и Juliusruh.

Установлено, что причиной возникновения ионосферных возмущений в ноябре 2004 г. и в августе 2018 г. в субавроральной и среднеширотной ионосфере являются высокоскоростные потоки солнечного ветра, которые воздействуют на геомагнитное поле Земли, что приводит к заметному понижению значений ионосферного индекса. Последействие высокоскоростных потоков солнечного ветра при этом может быть разным: наблюдается как уменьшение, так и увеличение ионосферного индекса.

Исследования выполнены по проекту № 0729-2020-0057 в рамках Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D., Mityakova E.E.,Rakhlin A.V. // In: Proc. Euroconference ESA SP-477 / Ed. Huguette Sawaya-Lacoste. – Vico Equense: ESA, 2002. P. 479.
[2] Qiu N., Chen Y.H., Wang W.B., Gong J.C., Liu S.Q. // Chinese J. Geophys. 2015. Vol. 58. P. 2250.
[3] Rodriguez-Zuluaga J., Radicella S.M., Nava B., Amory-Mazaudier C., Mora-Paez H., Alazo-Cuartas K. // J.Geophys. Res. Space. 2016. Vol. 121. P. 11528.
[4] Turner, N.E., Cramer, W.D., Earle, S.K., Emer, B.A. Geoefficiency and energy partitioning in CIR-driven and CME-driven storms. J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 71. 2009. P.1023.
[5] Rakhlin, A., Sheiner, O., Vybornov, F., Pershin, A., 2018. About factors of solar radiation influenced on the ionosphere. In: «Space Weather on the Heliosphere: Processes and Forecasts», Proceedings IAU Symposium 335. P. 171.
[6] Fridman, V., Sheiner, O., Krupenya, N., Mityakova, E., Rakhlin, A. CME effects on ionospheric condition. In: «Solar Wind Effects on Ionospheric Convection», Abstracts First SRAMP Conference. Session S5. Sapporo, October 2-6. 2000. P. 126.
[7] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. // Adv. Space Res. 2020. Vol. 66, № 6. P. 1415.

РАЗВИТИЕ МЕТОДА АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ РАДИОДИАГНОСТИКИ ДИНАМИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ СОЛНЦА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ К МНОГОЧАСТОТНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Д.А. Смирнов[1, 2], А.С. Моргачев[2], В.Ф. Мельников[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ГАО РАН

Введение

Электромагнитное излучение и потоки плазмы от Солнца являются доминирующими внешними факторами, определяющими изменчивость свойств околоземной среды, которая активно осваивается современными технологиями [1]. В связи с этим имеется острая необходимость изучения солнечной активности, в частности – вспышечных петель.

Вспышечная петля – структура из плазмы и магнитного поля, возникающая во время мощного энерговыделения вблизи поверхности Солнца, называемого солнечной вспышкой. Изучать данный процесс можно путем исследования микроволнового излучения, приходящего из активных областей на Солнце, в частности, с помощью гиросинхротронного излучения. Оно соответствует магнитотормозному излучению электронов с умеренно релятивистскими скоростями, когда частицы вращаются с небольшой, но значительной долей скорости света [2].

Основным источником данных о гиросинхротронном излучении до недавнего времени был Радиогелиограф Нобеяма, Япония. Он работал на частотах 17 и 34 ГГц, получая информацию о поляризации лишь на одной из частот (17 ГГц). В настоящее время заканчивается строительство нового инструмента – Сибирского Радиогелиографа (СРГ). Он создается на территории Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН, что позволяет вести наблюдения в комплексе с уже имеющимися там инструментами.

СРГ представляет собой интерферометр, предназначенный для получения изображений Солнца в полосе частот 3–24 ГГц в обоих направлениях круговой поляризации. Он состоит из трех независимых антенных решеток на диапазоны частот 3–6, 6–12, 12–24 ГГц с диаметрами антенн 3, 1.8 и 1 м соответственно. Количество антенн в решетках составляет 129, 192, 207 [1]. В каждом частотном диапазоне он может работать на 12-ти частотах.

Цель нашего доклада – показать какие новые возможности для восстановления параметров плазмы и ускоренных частиц во вспышечных структурах открываются при использовании многочастотных данных наблюдений этого нового радиоастрономического инструмента.

Методы восстановления параметров

Восстановление параметров плазмы во вспышечной петле осуществляется путем минимизации функционала, содержащего характеристики гиросинхротронного излучения как полученные из наблюдений, так и рассчитанные по предполагаемым параметрам. Подробно подходы и методы решения данной задачи описаны в работе [3].

Так как функционал имеет сложную форму и большое количество локальных минимумов, задача минимизации довольна трудна. Для ее решения необходимы методы, позволяющие найти истинный глобальный минимум функции. Моргачевым А.С. было предложено [3] использовать для этой цели алгоритм минимизации, в основе которого лежит стратегия генетического алгоритма. На начальном этапе формируется набор точек $(x_1, x_2, \dots, x_n)$ – так называемая начальная популяция. Она представляет собой регулярную сетку параметров среды внутри радиоисточника, расчет минимизируемой функции происходит в ее узлах. Далее производится отбор некоторого количества точек, в которых значение функции наименьшее. Отобранная группа определенным образом создает новую популяцию точек, в которых также вычисляется функционал, и на основе полученных значений формируется новая группа «лучших» точек и генерация новой популяции. Процесс циклически повторяется, пока не достигнуто приемлемое значение целевой функции.

В работе [3] использовался функционал такого вида:

$$K(x_1, x_2, \dots, x_n) = \left[\sum_i \left(\left(I(x_1, x_2, \dots, x_n, f_i) - I_{\text{набл}}(f_i)\right)^2 + \left(V(x_1, x_2, \dots, x_n, f_i) - V_{\text{набл}}(f_i)\right)^2\right)\right]^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь $I = I_L + I_R$ – суммарная интенсивность на левой и правой круговой поляризации, $V = I_R - I_L$ – параметр Стокса V, представляющий собой разность интенсивностей право- и лево-поляризованного излучения. Переменные с нижним индексом «набл» - характеристики, полученные из наблюдений, а без индекса – подбираемые.

В данной работе предложен и опробован другой функционал. В нем информация об интенсивности право- и лево-поляризованного излучения является, соответственно, действительной и мнимой частью одного комплексного числа:

$$K(x_1, x_2, \dots, x_n) = \sum_{i=1}^{n} \left|\left(I_L^i + I_R^i \cdot 1j\right) - \left(I_{L_{\text{набл}}}^i + I_{R_{\text{набл}}}^i \cdot 1j\right)\right|. \quad (2)$$

Как показало тестирование, такой функционал имеет меньшее количество локальных минимумов и обладает лучшей сходимостью, что должно положительно сказывается на скорости и качестве фитирования.

Выбор параметров модельного радиоисточника

В качестве модельных были выбраны следующие параметры и свойства плазмы: температура плазмы - $10^7 K$, концентрация тепловых электронов - $3 \cdot 10^9$ см$^{-3}$, напряженность магнитного поля - 180 Гс, угол между направлением магнитного поля и луча зрения - 80^0. Концентрация нетепловых электронов - 10^6 см$^{-3}$, энергетический спектр - степенной, без излома, с показателем энергетического спектра $\delta_1 = 4$, минимальная энергия электронов - 0,03 МэВ, максимальная энергия электронов - 10 МэВ, ширина углового распределения нетепловых электронов - $\Delta\mu = 1$ ($\mu = cos\,\alpha$). Радиоизлучение генерируется нетепловым гиросинхротронным и тепловым тормозным

механизмами. Вклад в радиоизлучение нейтральных атомов не учитывается из-за его малой величины.

Имея заранее известные модельные параметры радиоисточника, можно оценить относительную ошибку восстановления параметров, и как следствие, – качество работы программы. Расчет излучения по данным параметрам производился с помощью библиотеки «gyrosynchrotron», разработанной А.А. Кузнецовым [4].

Восстановление параметров

В качестве восстанавливаемых были выбраны следующие параметры: концентрация тепловых электронов n_0, напряженность магнитного поля B, угол между направлением магнитного поля и луча зрения θ, концентрация нетепловых электронов n_e, показатель энергетического спектра δ_1 в одно-степенных распределениях электронов $N(E) = AE^{-\delta 1}$.

Исходя из опыта исследования других вспышек, мы можем оценить ожидаемое значение каждого из искомых параметров. Поэтому генерация начальной популяции производится не в виде сетки регулярных параметров среды внутри радиоисточника, как это было в работе [3], а в виде нормального распределения, пик которого приходится на ожидаемое значение параметра. При этом ширина распределения, а также параметр σ, определяющий высоту пика, задаются отдельно. Из полученной начальной популяции выбирается некоторое количество точек, функционал которых наименьший. В районе отобранных точек создается нормальное распределение меньшей ширины, чем на предыдущем шаге. Процесс повторяется определенное количество раз, вследствие чего точность определения параметров повышается.

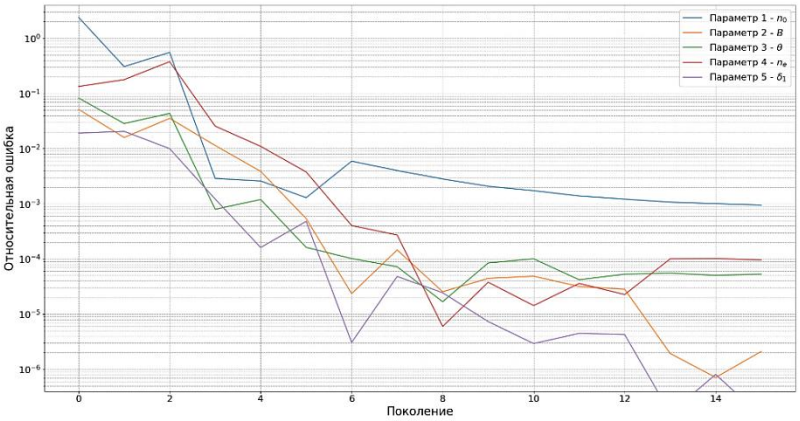


Рис. 1

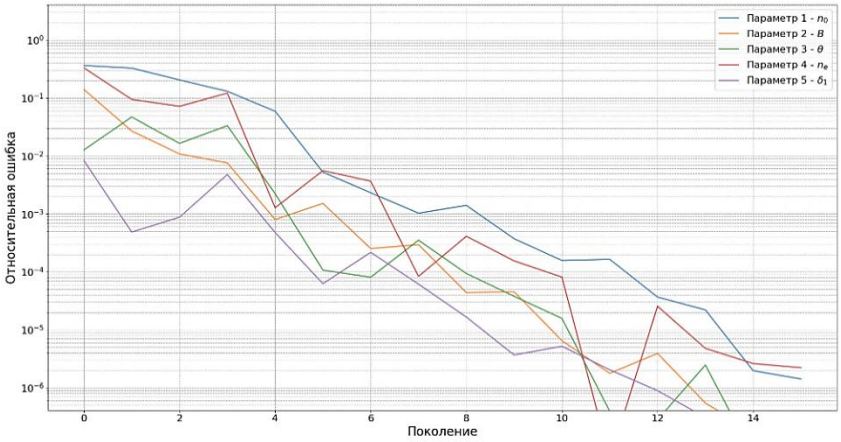


Рис. 2

Результаты восстановления параметров

Как показало тестирование, полученная программа хорошо справляется со своей задачей. Восстановление искомых параметров происходит с точностью, превышающей ту, которую обеспечивают наблюдения потока радиоизлучения Солнца, даже при сильно смещенных начальных параметрах. При фитировании по данным на 5-ти частотах (рис. 1) получаем точность до 4 знака после запятой по 4-ем параметрам из 5-ти. При увеличении числа частот до 9-ти точность возрастает практически до 6 знака после запятой (рис. 2).

Полученные результаты наглядно демонстрируют диагностический потенциал, который появится при использовании многочастотных данных наблюдений на Сибирском радиогелиографе.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-12-00308).

[1] Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 37.
[2] Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. – М.: Наука, 1977, 432 с.
[3] Моргачев А.С. Микроволновая диагностика пространственных распределений параметров нетепловых электронов и плазмы солнечных вспышечных петель: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.03.02. – Нижний Новгород, 2019, 171 с.
[4] https://github.com/kuznetsov-radio/gyrosynchrotron

РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ЛУНЫ НА СТЕНДЕ СУРА С ПРИЁМОМ ПРЯМОГО СИГНАЛА НА КА WIND В ЛАГРАНЖЕВОЙ ТОЧКЕ L1

Ю.В. Токарев, А.В. Шиндин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Декаметровая радиолокация Луны – одно из старейших направлений на стенде СУРА, основанном в 1981 г. для изучения нелинейных явлений в ионосфере в поле мощной радиоволны. Способность как излучать, так и принимать радиоволны выгодно отличает стенд СУРА от зарубежных аналогов в Тромсё (Норвегия) и Аляске (США). За период 1981…1994 гг. было проведено более 40 сеансов радиозондирования Луны в диапазоне 9 МГц. Сигналы радиоэха испытывают сильные вариации, обусловленные как отражением радиоволн от неровностей лунной поверхности, так и прохождением через нестационарную неоднородную ионосферу Земли [1]. Хорошая возможность исследовать роль ионосферных эффектов появилась после запуска космического аппарата ESA-NASA WIND с приёмником RAD2/WAVES, диапазон которого перекрывает рабочий диапазон стенда СУРА 4.5…9.3 МГц. Эти эксперименты проводились с 1996 г. более цикла солнечной активности, что позволило создать базу данных по особенностям трансионосферного прохождения КВ волн в различных геофизических условиях.

В 2020…2021 гг. благодаря специальной программе поддержки уникальных научных установок была проведена реконструкция стенда СУРА. В настоящей работе представлены результаты первых после реконструкции радиолокационных экспериментов в августе 2021 г. Сеансы радиолокации Луны проводилась в дневное время 5,6,7 и 8 августа на частоте 8925 кГц. В качестве излучающей использовалась южная секция 144-дипольной антенны стенда, для приёма радиоэха – идентичная северная с размером 100 Х 300 м. В 2х последних сеансах был осуществлён также приём радиоволн на КА WIND, локализованный в настоящее время вблизи лагранжевой точки L1 на удалении 1.5 млн. км от Земли.

Во всех сеансах цикла критические частоты ионосферы оставались в пределах 5.1…5.7 МГц, и на зенитных углах Луны и КА (32…38^{o}) частота экранировки была на 2…2.2 МГц ниже рабочей частоты локатора 8925 МГц. Как показала практика, этого вполне достаточно, чтобы исключить заметные потери энергии при прохождении ионосферы. При зондировании Луны 5, 6 и 8 августа использовался импульсный режим с периодом 5 сек и длительностью импульсов 2 сек, а 7 августа – с периодом повторения 0.4 сек с длительностью импульсов 0.15 сек.

В период проведения экспериментов Луна сближалась с КА на небосводе и в сеансе новолуния 8.08.2021 оказалась с ним в пределах луча локатора. Это даёт уникальную возможность разделить упомянутые «лунные» и «ионосферные» факторы, поскольку радиоэхо и зондирующая волна проходили в ионосфере практически через одни и тех же неоднородности электронной концентрации.

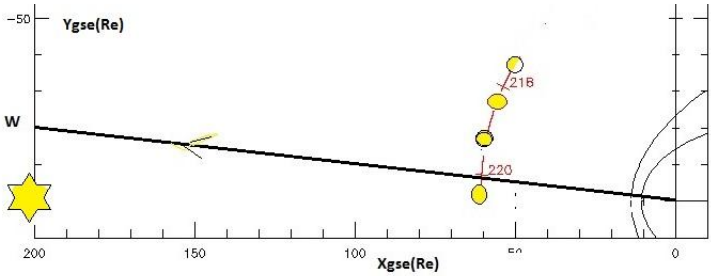


Рис. 1

На рис. 1 показана локализация Луны и КА WIND на плоскости XY системы координат GSE в период 5…8.08.2021. Дни года отмечены чёрточкам на орбите Луны, положения её диска (кружки) приведены на моменты кульминации в Васильсурске, линия света на WIND отвечает сеансу новолуния 08.08.2021.

Несмотря на близость позиций, покрытия КА WIND диском Луны в новолуние 8го августа на небесной сфере всё же не было. Детальные расчёты, основанные на координатных данных рассматриваемых объектов [2], показали, что наиболее тесное сближение имело место примерно за 5.5 часов до их прохождении над Васильсурском; вблизи кульминации они были разнесены на 2.5^{o}. Таким образом, даже с учётом угловых размеров Луны (0.5^{o}), она не экранировала КА. Тем не менее, *apriori* исключать возможный эффект лунного затмения было бы преждевременно.

Для анализа результатов наблюдений обратимся, прежде всего, к рассмотрению кривых прохождения КА WIND через луч локатора СУРЫ. На рис. 2.1, 2.2 представлены вариации относительной мощности *Pw* принятого на КА сигнала стенда по данным приёмника аппарата RAD2/WAVES в сеансах 7 и 8.08.2021. В качестве опорного уровня принят уровень космического радиофона *Pwb*. Пунктиром показана расчётная диаграмма направленности (ДН) секции антенны стенда СУРА по азимуту в модели ДН антенной решётки из 12 эквидистантных синфазных элементов. Частота съема данных на RAD2 составляла 63 мсек, для наглядности сопоставления с ДН вариации *Pw* сглажены с помощью фильтра Баттерворта с частотой среза 0.01 Гц.

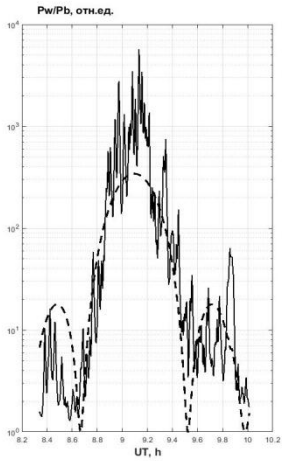


Рис. 2.1

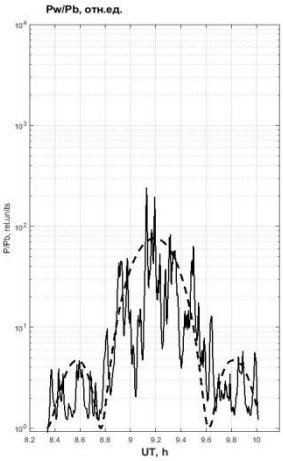


Рис. 2.2

Налицо значительная разница мощности принятого на КА сигнала в сеансах 7 и 8 августа: на полуширине главного луча ДН средние отношения *Pw/Pwb* составляют 342 и 90, соответственно. Вместе с тем, отношения сигнал/шум для радиоэха в этих сеансах составляют 10.6+-1.7 и 8.1+-1. Заметим, что поправки на скважность использованных импульсных мод были учтены, и приведенные оценки относятся к режиму непрерывного излучения. Таким образом, при существенном различии уровней прямого сигнала на КА уровни радиоэха на Земле в пределах ошибок измерений совпадают.

Остановимся кратко на объяснении этого результата. Заметим, прежде всего, что ионосферные эффекты (поглощение, рефракция, фокусировки, рассеяние радиоволн) здесь следует исключить, поскольку в силу двукратного прохождения земной ионосферы для радиоэха они проявлялись бы вдвое сильнее. На пути от Луны до КА плотность плазмы на 4…5 порядков меньше, чем в ионосфере, и возможный эффект ослабления радиоволн здесь ничтожно мал. Единственное реалистичное объяснение наблюдаемого уменьшения мощности сигнала стенда СУРА 8го августа сводится к экранировке КА диском Луны. Но, как отмечалось выше, если исходить из опубликованных сведений о координатах КА, трасса зондирования проходит на расстоянии 60*6370*sin(2.5o) = 9.7 радиусов Луны от края её диска, что исключает гипотетические дифракционные эффекты. Как известно, лагранжева точка L1 является неустойчивой, и чтобы удержать КА на её гало орбитах необходимо подключать его двигатели. Насколько точно в этих условиях рассчитывается местоположение аппарата неизвестно; можно полагать поэтому, что координаты КА приведены в [1] с некоторой погрешностью.

Научная значимость проведённых экспериментов не исчерпывается наблюдениями уникального явления – лунного затмения точечного земного радиоисточника на КА WIND в точке L1. Реализованная здесь практически одновременная регистрация прямого и отражённого сигнала открывает возможность разделения «лунных» и «ионосферных» факторов формирования радиоэха.

На рис. 3 представлены спектры мерцаний прямого сигнала (синяя линия) и радиоэха (зелёная линия) в сеансе 7 августа 2021 г.

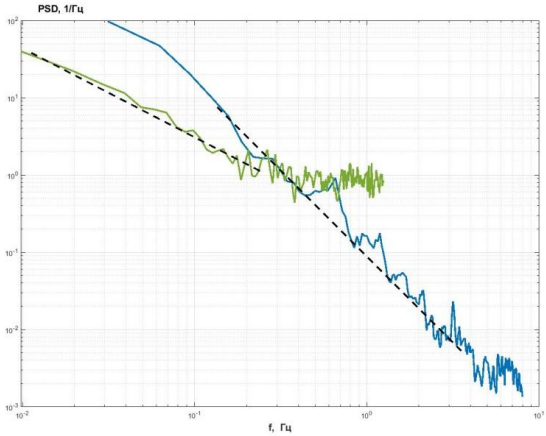


Рис. 3

Как известно, при рассеянии радиоволн в неоднородной плазме наклон спектра мерцаний n на 1 меньше наклона спектра неоднородностей электронной концентрации Γ. Равновесная стационарная турбулентность с постоянной перекачкой энергии от крупных масштабов к более мелким описывается так называемым колмогоровским спектром с наклоном Γ=3.66. Как видно из рис. 3, распределение флуктуаций прямого сигнала по частотам мерцаний близко к колмогоровскому, что свидетельствует о почти стационарных условиях в среде на трассе Земля-КА. Вместе с тем, наклон спектра мерцаний лунного радиоэха более пологий, чем наклон спектра прямого сигнала. Это можно рассматривать как указание на важную роль неровностей лунного рельефа в формировании спектра вариаций радиоэха. Однако анализ этого интересного обстоятельства выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда в рамках соглашения № 21-72-10131. Авторы выражают глубокую благодарность Евгению Николаевичу Сергееву за проведение сеансов локации и искреннее скорбят о его безвременной кончине.

[1] Токарев Ю.В. // Отчёт по НИР «Среда». Горький. 1990. С. 131.
[2] Satellite Situation Center(SSCWeb). http://sscweb.gsfc.nasa.gov

СОЗДАНИЕ КАНАЛА КВ РАДИОСВЯЗИ ЧЕРЕЗ ИСКУССТВЕННЫЙ ИОНОСФЕРНЫЙ РЕТРАНСЛЯТОР

В.П. Урядов[1)], Ф.И. Выборнов[1, 2)], А.В. Шиндин[1)], М.Е. Гущин[1)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] Волжский государственный университет водного транспорта

Введение

В первых же экспериментах по модификации ионосферы мощным радиоизлучением исследовалась возможность использования эффекта ракурсного рассеяния радиоволн на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях (МИИН) в прикладных задачах распространения радиоволн. В 1972-1973 гг. в США были проведены успешные эксперименты по загоризонтной КВ-УКВ радиосвязи через возмущенную область ионосферы [1]. В 1975 г. впервые были получены экспериментальные данные по выводу радиоволн из ионосферного волнового канала на трассе Шанхай – Зименки – Качалинская на частотах выше максимально применимой частоты (МПЧ) скачкового распространения за счет ракурсного рассеяния на МИИН [2].

В докладе представлены результаты экспериментального исследования возможности создания дополнительного канала КВ радиосвязи на частотах выше МПЧ на среднеширотных трассах через искусственный ионосферный ретранслятор с использованием зондирующих сигналов как на фиксированных частотах, так и с помощью широкополосного ЛЧМ-зондирования.

Результаты экспериментов и моделирования

Первые целенаправленные эксперименты были проведены в начале 80-х годов на трассе Дымер (50.75°N, 30.15°E) Киевской обл. – СУРА (56.1°N, 46.1°E) Нижегородской обл. – Качалинская (49.24°N, 44°E) Волгоградской обл. Измерения проводились в июне 1982 г. в период высокой солнечной активности с числом солнечных пятен W ~ 170. В передающем пункте Дымер передатчик ВЯЗ мощностью 1 кВт, нагруженный на горизонтальную ромбическую антенну, ориентированную на стенд СУРА, работал в режиме несущей последовательно на четырех частотах 10825, 16604, 18197 и 19850 кГц. Длительность работы на каждой из частот составляла 15 минут. В качестве приемной антенны использовался горизонтальный ромб, ориентированный на стенд СУРА. Наблюдения проводились в основном вечером с 18:00 до 23:00 по московскому времени (мск). Нагревный стенд СУРА работал в режиме синфазного излучения волны накачки обыкновенной поляризации на двух частотах 4785 и 5828 кГц с эффективной мощностью порядка 100 МВт. Результаты наблюдений показаны на рис. 1-4. Жирной черной линией обозначен интервал нагрева. Как видно из рисунков, на трассе Дымер – Качалинская протяженностью 990 км на высоких частотах (18197 и 19850 кГц) сигнал принимался только во время работы нагревного стенда СУРА. При этом уровень рассеянного сигнал был достаточно высок, отношение сигнал/шум составляло S/N ≈ 10-15 дБ.

Практически отсутствие сигнала на высоких частотах 18197 и 19850 кГц в паузе работы нагревного стенда указывает, что сигналы были выше МПЧ для данной трас-

сы. Это подтвердили результаты моделирования на трассе Дымер – СУРА – Качалинская для 19 UT 10.06.1982, представленные на рис. 5.

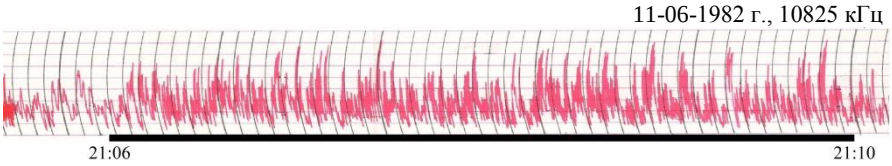


Рис. 1

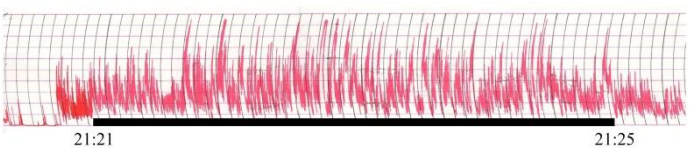


Рис. 2

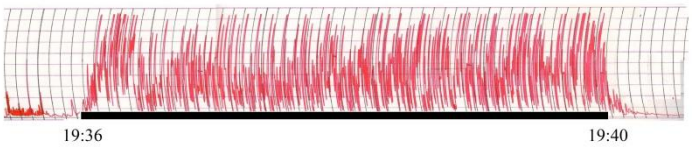


Рис. 3

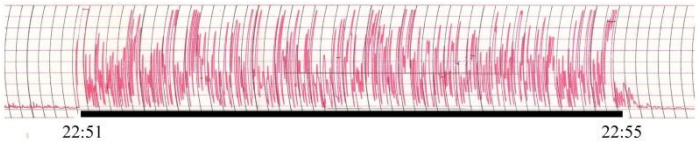


Рис. 4

Запись на частоте 10825 кГц (см. рис. 1) представляет случай, в котором одновременно принимались два сигнала: прямой Ao на боковой лепесток диаграммы антенны и рассеянный As на основной лепесток антенны (мода 2F РС, см. рис. 5). В результате интерференции прямого Ao и рассеянного на движущихся неоднородностях сигнала As наблюдалась модуляция принимаемого сигнала с периодом, равным доплеровскому сдвигу частоты рассеянного сигнала. Вследствие доплеровской модуляции сигнала As интерференционная запись сигналов Ao и As на рис. 1 содержит более «плотную» шумовую дорожку, чем записи на других частотах.

Заметим, что хотя по расчетам частота 16604 кГц была выше МПЧ трассы (см. рис. 5), в эксперименте имело место присутствие сигнала на этой частоте до нагрева и после нагрева (см. рис. 2). По всей вероятности, это обусловлено помехами от более удаленных радиостанций, например, с западного направления с отражением от облас-

тей ионосферы с высокими критическими частотами. Для данной ситуации такая возможность создания помех подтверждается результатами моделирования ионограмм наклонного зондирования.

С внедрением техники широкополосного ЛЧМ-зондирования в практику ионосферных исследований были проведены эксперименты по созданию дополнительного канала КВ радиосвязи на частотах выше МПЧ через искусственный ионосферный ретранслятор на трассе ИЗМИРАН – СУРА – Ростов-на-Дону [3].

В качестве КВ передатчика использовался ЛЧМ-ионозонд, который работал в диапазоне частот 2–20 МГц, скорость перестройки частоты составляла 100 кГц/с. Модификация ионосферы производилась синфазно работающими тремя передатчиками нагревного стенда СУРА с эффективной мощностью PG ≈ 80 МВт. Воздействие на ионосферу осуществлялось на частоте fн = 4785 кГц волной накачки обыкновенной поляризации. На площадке ИЗМИРАН и в Ростове-на-Дону для передачи и приема зондирующих ЛЧМ сигналов применялись антенны типа наклонного полуромба (V-антенна), ориентированные на стенд СУРА.

На рис. 6 показаны примеры работы ЛЧМ-ионозонда на трассе ИЗМИРАН – СУРА – Ростов-на-Дону 21 сентября 2010 г. Приведенные на верхней панели (рис. 6а) ионограммы получены в 18:41 мск без включения нагревного стенда СУРА; ионограммы на нижней панели (рис. 6б) построены для 18:31 мск во время включения нагревного стенда.

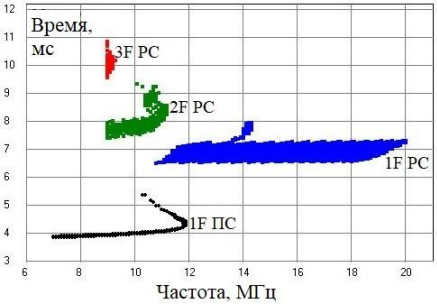


Рис. 5

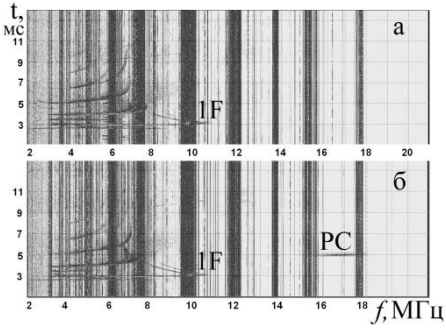


Рис. 6

Из рис. 6б видно, что во время работы нагревного стенда СУРА на ионограмме наклонного зондирования присутствует дополнительный сигнал, обусловленный рассеянием радиоволн на искусственных мелкомасштабных магнитно-ориентированных неоднородностях, создаваемых мощным радиоизлучением нагревного стенда. Дополнительный сигнал обозначен маркером РС (рассеянный сигнал). Когда нагревный стенд не работал, дополнительный сигнал не наблюдался (рис. 6а). Рассеянный сигнал занимает интервал частот 15,5–18 МГц и наблюдается на частотах заметно (на 5–8 МГц) превышающих максимально наблюдаемую частоту (1F МНЧ) прямого сигнала, которая составляет величину порядка 10,5 МГц. Согласно измерениям отношение сигнал/шум (S/N) в среднем по диапазону частот рассеянного

сигнала составляет величину около 10 дБ. Из рис. 6б видно также, что в диапазоне частот рассеянного сигнала многолучевость минимальна по сравнению с многолучевостью в диапазоне частот прямого сигнала, что позволяет осуществлять высокоскоростную передачу информации с использованием рассеянного сигнала.

Как видно из рис. 6б однолучевой канал рассеянного сигнала РС в полосе приема 15,5–18 МГц имеет слабую частотную дисперсию $\Delta t_{\text{гр}}/\Delta f$ и, соответственно, большую полосу когерентности $\Delta f_{\text{ПК}} \approx 1{,}13/\sqrt{\Delta t_{\text{гр}}/\Delta f}$ (в данном случае это сотни килогерц) по сравнению с прямым сигналом. Большая полоса когерентности позволяет использовать для КВ радиосвязи широкополосные сигналы с большой базой $B = \Delta F \Delta T \gg 1$, что дает значительный энергетический выигрыш при работе через ретранслятор [4].

Заключение

Результаты экспериментов, выполненных как на фиксированных частотах, так и при широкополосном ЛЧМ-зондировании, показывают реализуемость создания канала КВ радиосвязи через искусственный ионосферный ретранслятор при модификации ионосферы мощным радиоизлучением.

В дальнейшем для оценки вклада ретрансляционного канала рассеяния в общую структуру энергетики ионосферного КВ канала, а также перспективы его практического применения необходимо продолжение исследований в различных гелиогеофизических условиях на трассах различной протяженности и ориентации как в КВ, так и в нижней части УКВ диапазона (30–50 МГц; согласно [1] на этих частотах поперечник ракурсного рассеяния на МИИН достигает достаточно высоких значений порядка 10^6–10^7 м^2). Экспериментальные данные и теоретические оценки подтверждают возможность реализации канала УКВ радиосвязи через искусственный ионосферный ретранслятор.

[1] Barry G.H. HF-VHF communications experiment using man-made field-aligned ionospheric scatterers // Radio Sci. 1974. Vol. 9, № 11. P. 1025.
[2] Гетманцев Г.Г., Ерухимов Л.М., Урядов В.П. и др. Ракурсное рассеяние коротковолновых радиосигналов на искусственных ионосферных неоднородностях // Изв. Вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19, № 12. С. 1909.
[3] Урядов В.П., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г. и др. Зондирование искусственно-возмущенной ионосферы с помощью ЛЧМ ионозонда/пеленгатора // Изв. Вузов Радиофизика. 2009. Т. 52, № 4, С. 267.
[4] Иванов В.А., Колчев А.А., Рябова Н.В., Шумаев В.В. Исследование искажений сигналов с расширенным спектром на выходе сквозного радиоканала с дисперсией // Проблемы дифракции и распространения волн: Междув. сб. МФТИ. – М., 1994. С. 62.

ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНЫЕ ЭКРАНЫ НА ОСНОВЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР С ФРАКТАЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ДЛЯ ЗАЩИТЫ ИНФОРМАЦИИ В ЛОКАЛЬНЫХ БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЯХ

О.Ю. Журавлева, В.А. Яшнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Защита информации в современных условиях становится одной из самых острых проблем в информационно-вычислительных системах [1]. На предприятиях, использующих беспроводные стандарты связи, наибольшая вероятность перехвата информации по электромагнитному каналу приходится на окна и офисные перегородки. Одним из способов предотвращения утечки информации является применение частотно-селективных экранов (ЧСЭ), не пропускающих электромагнитное излучение на заданных частотах, но являющихся прозрачными для других частот.

Частотно-селективный экран представляет собой планарную структуру с периодическим расположением на её поверхности большого числа металлических и диэлектрических элементов. Наиболее часто ЧСЭ находят свое применение в антенной СВЧ технике и радиоастрономии для создания радиопрозрачных укрытий, для защиты живых организмов от электромагнитного излучения и для защиты информации в беспроводных сетях. В докладе предложены 5 типов ЧСЭ для избирательного блокирования электромагнитного излучения вблизи частоты 2,4 ГГц, на которой осуществляют передачу информации большинство стандартов беспроводной связи [2-7].

Существуют несколько подходов проектирования ЧСЭ. Все они отличаются геометрией элемента периодической структуры. Активно ведутся исследования ЧСЭ с элементами фрактального типа. Фрактал – это структура, состоящая из частей, которые в каком-то смысле подобны целому [8]. Это определение подчеркивает важный признак фрактала: он выглядит одинаково, независимо от масштаба наблюдения [9]. Благодаря самоподобию фрактальных элементов такие ЧСЭ могут иметь многодиапазонные частотные характеристики.

Для численного моделирования ЧСЭ в работе использовались пакеты программ HFSS от корпорации Ansoft [10] и Microwave Studio от компании CST [11]. Для анализа характеристик ЧСЭ создавалась элементарная ячейка структуры, показанная на рис. 1, с использованием периодических граничных условий и двух портов Флоке. Результат решения граничной задачи представлялся в виде S-матрицы, связывающей моды в соответствующих портах. Моделировались случаи как нормального падения, так и падения волны под разными углами.

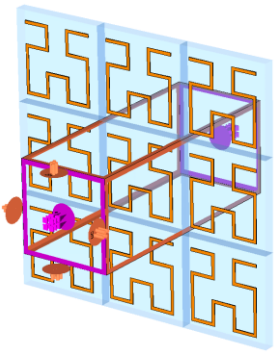


Рис. 1

Элементарная ячейка ЧСЭ имеет несколько параметров. К ним относятся размеры ячейки, форма проводящих элементов и материалы, из которых может быть изготовлена подложка и проводящие элементы. От правильного выбора параметров элементов ячейки зависит частотная характеристика структуры, а именно, ее резонансная частота, полоса пропускания и зависи-

мость от поляризации и угла падения. Для ячеек всех ЧСЭ, предложенных в данной работе, диэлектрическая подложка выполнена из стекла и имеет толщину 3 мм, а толщина медного проводника составляет 0,1 мм.

В данной работе рассматривались ЧСЭ с ячейками на основе первых трёх итераций кривой Гильберта. Кривая Гильберта – это непрерывная фрактальная кривая, заполняющая пространство, её основным элементом является П-образный элемент. Рис. 2 демонстрирует геометрию ячеек первых трёх итераций фрактальной кривой. Размер всех ячеек 20 мм × 20 мм. Сравнение их коэффициентов прохождения представлено на рис. 3. Можно заметить, что первый резонанс с увеличением номера итерации смещается в область более низких частот, что связано с увеличением электрической длины кривой Гильберта. С увеличением номера фрактальной итерации увеличивается число резонансов.

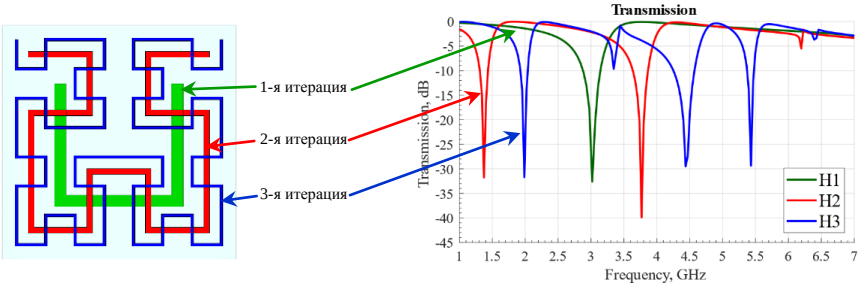


Рис. 2 Рис. 3

Чтобы проверить достоверность полученных результатов в HFSS, ячейка ЧСП второй итерации кривой Гильберта была промоделирована в CST MWS. Оба пакета показывают очень близкие результаты (рис. 4), подтверждающие, что смоделированные характеристики являются достаточно точными.

В результате оптимизации размеров ячейки был получен резонанс на частоте 2,4 ГГц. Коэффициент прохождения для некоторых углов падения показан на рис. 5. Размеры элементарной ячейки показаны на рис. 6а. Резонансная частота остается стабильной для различных углов падения.

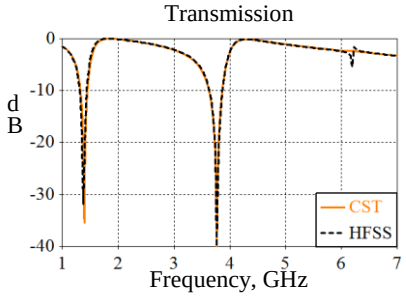


Рис. 4

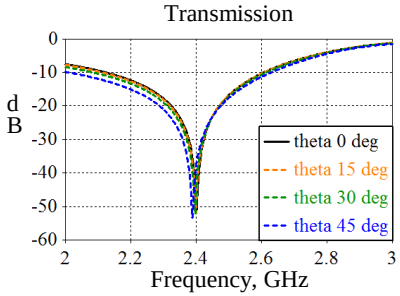
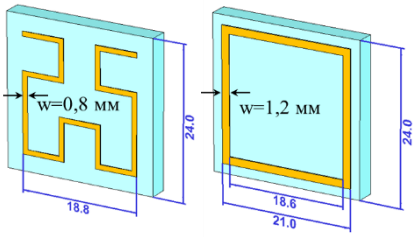


Рис. 5

ЧСЭ на основе второй итерации кривой Гильберта был сопоставлен с ЧСЭ на основе квадратной рамки (рис. 6б), также настроенной на резонанс 2,4 ГГц. Как видно из рис.7, экран на основе кривой Гильберта имеет 2 частотных диапазона в полосе 1–5 ГГц и является более избирательным на частоте 2,4 ГГц.



(а) (б)

Рис. 6

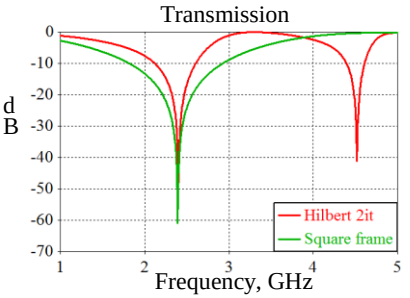
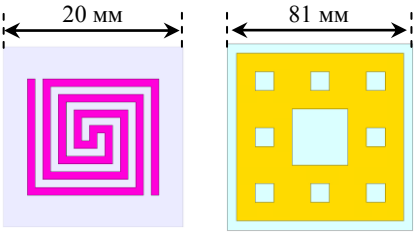


Рис. 7

Кроме того, в работе рассматривались экраны с ячейками на основе спирального элемента (рис. 8а) и на основе двумерного фрактала – ковра Серпинского. На рис. 8б показана ячейка его второй итерации. Размеры исследуемых ячеек подобраны таким образом, что излучение блокируется на частоте 2,4 ГГц.



(а) (б)

Рис. 8

На рис. 9 приведен сравнительный анализ 3-х исследованных ЧСЭ. Как видно из графика, самым подавляющим и широкополосным является ЧСЭ на основе ковра Серпинского, что связано с металлизацией ячейки более чем на 60%. Но на практике в зависимости от требований на полосы пропускания (например, частоты мобильной связи) и непропускания, может использоваться тот или иной ЧСЭ.

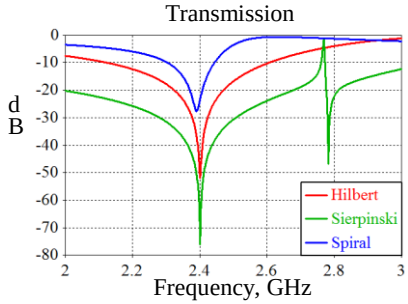


Рис. 9

Также построена и оптимизирована ячейка для беспроводного стандарта Wi-Fi, работающего в частотных диапазонах 2,4 и 5 ГГц. Элементарная ячейка 20 мм × 20 мм состоит из 3-х слоёв (рис. 10). Верхний слой включает в себя фрактальный элемент Висекка первого порядка, нижний – тот же элемент второго порядка 2×2. Между слоями расположена диэлектрическая подложка, выполненная из стекла.

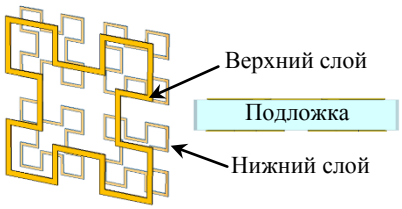


Рис. 10

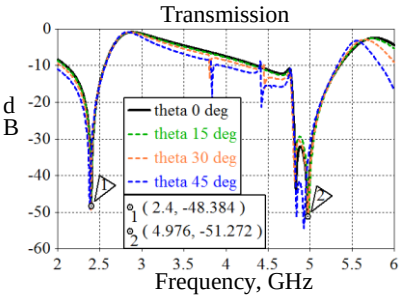


Рис. 11

На рис. 11 представлена частотная характеристика экрана, демонстрирующая 3 глубоких резонанса: на частоте 2,4 ГГц и 2 резонанса около 5 ГГц, что позволяет блокировать излучение в широкой полосе.

В докладе рассмотрены пять типов частотно-селективных экранов. Их геометрические параметры подобраны так, что полоса непропускания расположена вблизи частоты 2,4 ГГц, на которой большинство стандартов связи осуществляют передачу информации. Кроме того, предложен двухдиапазонный частотно-селективный экран с полосами непропускания вблизи частот 2,4 и 5 ГГц. Данные частоты используются для передачи информации по стандарту Wi-Fi.

Таким образом, применение ЧСЭ может служить одним из способов предотвращения утечки информации по электромагнитному каналу.

[1] Мельников В.В. Защита информации в компьютерных системах. – М.: Финансы и статистика; Электроинформ, 1997, 367 с.
[2] Горбачёв, И.А. О выборе беспроводной сети для предприятия / И. А. Горбачёв. — Текст: непосредственный // Молодой ученый. 2019. № 51 (289). С. 1–2. URL: https://moluch.ru/archive/289/65627
[3] https://ru.wikipedia.org/wiki/Zigbee
[4] https://ru.wikipedia.org/wiki/Bluetooth
[5] https://habr.com/ru/company/phoenix_contact/blog/441146/
[6] https://ru.wikipedia.org/wiki/WirelessHART
[7] https://www.phoenixcontact.com/assets/downloads_ed/local_ru/web_dwl_promotion/Technology_Trusted_Wireless.pdf
[8] Мандельброт Б. Фрактальная геометрия природы. – Москва: Институт компьютерных исследований, 2002, 656 с.
[9] Трубецков Д.И., Трубецкова Е.Г. Фракталы и время (от Ричардсона и Мандельброта до Поллока). Фрактальная геометрия. Российская академия наук. 2017
[10] Банков С.Е., Гутцайт Э.М., Курушин А.А. Решение оптических и СВЧ задач с помощью HFSS – М.: ООО «Оркада», 2012, 250 с.
[11] https://www.cst.com

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ОДНОВРЕМЕННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ И СИГНАЛОВ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ НА НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ EISCAT

В.Р. Хашев[1)], С.М. Грач[1)], А.В. Шиндин[1)], Е.Н. Сергеев[1)], И. Хагстрем[2)], Е. Варберг[2)], Ю. Виеринен[3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Научная ассоциация EISCAT
[3)] Университет г. Тромсё (Норвегия)

2 февраля 2022 года на нагревном стенде EISCAT heating (European Incoherent Scatter Scientific Association heating facility, 69,59º с.ш., 19,23º в.д., Норвегия) был проведён пробный эксперимент по одновременному измерению искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) и сигналов плазменной линии (рассеяние сигналов радара некогерентного рассеяния на плазменных волнах). Эксперимент проводился в рамках проекта “Investigation of HF-induced plasma turbulence in polar ionosphere by SEE technique, ISR, HF sounding, and optical instruments (EISCAT-SURA)”. Заявка на эксперимент была подана в мае 2020 г и была одобрена, эксперимент был запланирован на октябрь 2020 г. Из-за пандемии эксперимент был перенесен на 2021 г. К сожалению, визит команды ННГУ в Норвегию по условиям карантина в 2021 г. не состоялся. В связи с этим было принято решение провести пробный эксперимент дистанционно, с использованием для регистрации ИРИ приемной аппаратуры университета г. Тромсё, а основной эксперимент провести позднее, после анализа полученных данных. В настоящей работе приводятся предварительные результаты анализа измерений ИРИ, полученные в пробном эксперименте, выполненном по разработанной нами программе. Анализ сигналов плазменной линии, полученных с помощью UHF и VHF радаров некогерентного рассеяния (ISR) комплекса EISCAT, проводится в настоящее время. В ходе эксперимента программы излучения нагревного стенда импульсов были следующими:

1) Свипирование частоты воздействия f_0 вблизи 3 гармоники электронной циклотронной частоты f_c от 4340 кГц до 3960 кГц и обратно с шагом 2 кГц в 2.1 секунды, вертикальное излучение, длительность программы 30 минут;
2) Свипирование частоты f_0 от 4320 кГц до 3980 кГц и обратно с шагом 2 кГц в 2.3 секунды, излучение в магнитный зенит (в направлении геомагнитного поля, ≈ 12° к югу от вертикали), длительность программы 30 минут;
3) Чередование воздействия короткими импульсами (длительность импульсов 25 мс с периодами повторения 2,1 и 2,3 с) с квазинепрерывным излучением (посылки длительностью 1 мин., длительность импульсов 175 мс и 195 мс с периодами повторения 210 и 230 мс) с излучением вертикально и в магнитный зенит.

Целью эксперимента является установление связи между возбуждением плазменных волн и особенностями генерации ИРИ при различных f_0 вблизи различных гармоник f_c. Ранее подобные эксперименты при совместном использовании регистрации динамических спектров ИРИ и сигналов плазменной линии проводились на стендах HAARP (Аляска) [1, 2], Аресибо (Пуэрто-Рико) [3], методика исследования свойств ИРИ при таких режимах воздействия отрабатывались на стенде СУРА (ННГУ) [4,5].

Отметим, что наклонение магнитного поля на стендах HAARP, Аресибо, EISCAT СУРА составляет соответственно 76º, 60º, 78º и 71,5º. К сожалению, эксперимент с чередованием воздействия на ионосферу короткими импульсами и квазинепрерывным излучением провести не удалось, поскольку по техническим причинам неправильно работала программа управления передатчиками. Кроме того, в силу погодных условий антенное поле установки EISCAT-heating было покрыто снегом) передатчики работали не на полную мощность, эффективная мощность воздействия варьировалась от 87 МВт – 75 МВт (10:30 UT – 10:38 UT, режим 1) 42 МВт – 30 МВт (11:07 UT – 11:14 UT, режим 2).

Результаты эксперимента показаны на рис. 1 – 4. На рис 1 представлена спектрограмма ИРИ при вертикальном воздействии (режим 1), 10:30-10:45 UT, в начале сеанса в течение 1 мин. осуществлялось воздействие на частоте f_0=4340 кГц; на рис. 2 – спектрограмма ИРИ при воздействии в магнитный зенит (режим 2), 11:07-11: 15 UT.

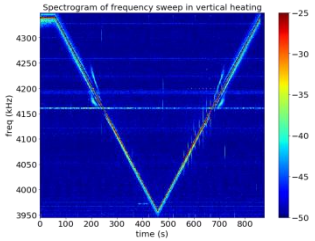


Рис. 1

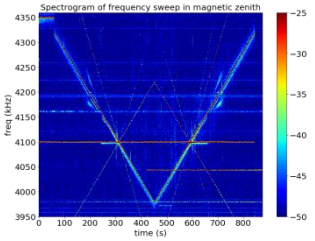


Рис. 2

Яркостная шкала показывает интенсивность ИРИ (дБ). Видно, что поведение ИРИ в зависимости от f_0 оказывается приблизительно одинаковым, несколько меньшей оказывается интенсивность при воздействии в магнитный зенит, что связано, скорее всего, с меньшей эффективной мощностью.

На рис. 3 представлена крупным планом вырезка спектрограммы вблизи 3-й гармоники циклотронной частоты $3f_c$. Красная полоса на спектрограмме соответствует временному ходу частоты мощной волны f_0. Хорошо наблюдаются характерные компоненты ИРИ в спектре принятого сигнала: DM – downshifted maximum, 2DM – second downshifted maximum, UM – upshifted maximum, BUM – broad upshifted maximum, BDM – broad downshifted maximum. Подробное описание этих компонент дано, например, в [5]. Фрагмент спектрограммы, приведенной на рис. 3, в целом подобен спектрограмме для $f_0 \sim 3f_c$, приведенной в [5], полученной в эксперименте на стенде HAARP при существенно большей мощности воздействия.

На рис. 4 приведена последовательность индивидуальных спектров ИРИ при различных f_0, взятых из спектрограммы рис. 3. Подчеркнем основные особенности спектров при уменьшении f_0 и ее переходе через $3f_c$. Сразу отметим, что зависимость ряда свойств ИРИ от $f_0 - nf_c$ подобна при различных номерах гармоник n [4-7].

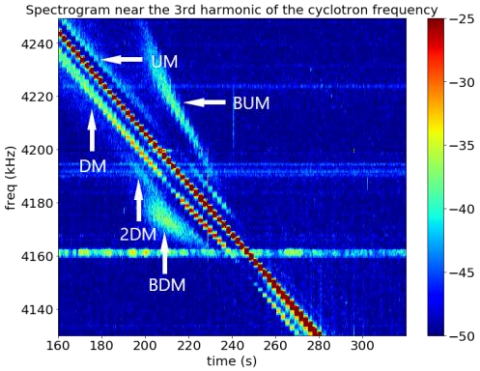


Рис. 3

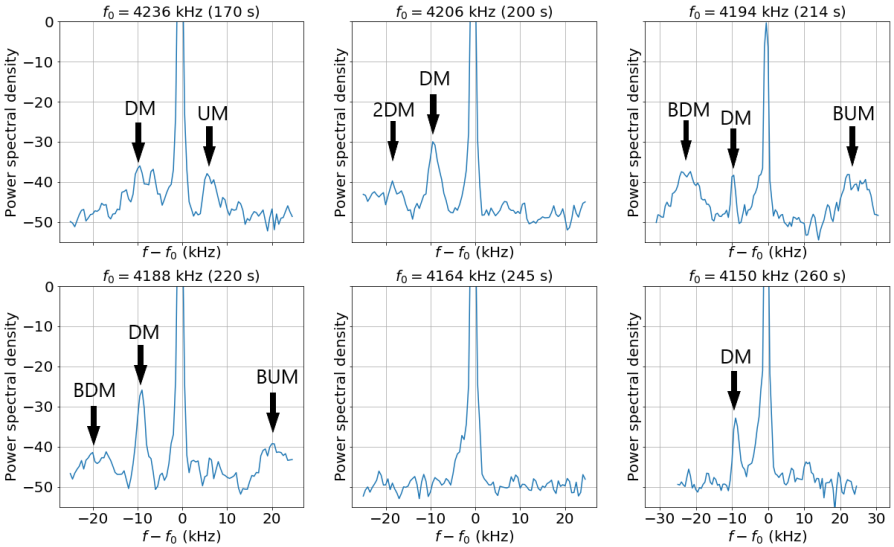


Рис. 4

4) В диапазоне частот волны накачки f_0 =4164 кГц ± 10 кГц компонента DM практически отсутствует в спектре ИРИ. Это хорошо видно на спектре для центральной частоты диапазона (рис. 4). В несколько более широком диапазоне (f_0 =4150 кГц ± 12 кГц) в спектре отсутствует компонента UM. При этом центральные частоты диапазонов частот подавления самих компонент DM и UM приблизительно одинаковы и составляют $f_{DM} \approx f_{UM} \approx$ 4156-4157 кГц. Согласно существующим представлениям, эта частота совпадает с частотой двойного резонанса f_d, где

$f_a \approx 3f_c \approx f_{uh}$, $f_{uh} = [f_p^2(z) + f_c^2(z)]^{1/2}$.– верхнегибридная частота, f_p – электронная плазменная частота, z – высота. Согласно модели геомагнитного поля IGRF, в проведенном эксперименте высота двойного резонанса составила ≈ 194 км.

5) При частотах $f_0 \gtrsim 4170$ кГц в спектре ИРИ появляются достаточно интенсивные компоненты DM и UM; при $f_0 \gtrsim 4180$ кГц появляются компоненты BUM и BDM. В области частот, где BUM и BDM наиболее интенсивны, DM несколько уменьшается, а UM не превышает уровня шумов. Кроме того, в этом диапазоне наблюдается компонента 2DM. При дальнейшем увеличении f_0, $f_0 \gtrsim 4210$ кГц, BUM и BDM исчезают, а UM снова появляется в спектре ИРИ. Отметим, что BUM наблюдается при $f_0 \gtrsim nf_c$ для $n = 3{,}4{,}5{,}6{,}7$, тогда как BDM – только при $f_0 \gtrsim 3f_c$.
6) При $f_0 \lesssim 3f_c$ в спектре ИРИ наблюдаются достаточно интенсивный DM и UM малой интенсивности.
7) Отметим в заключение, что в связи со сложившимися известными обстоятельствами проведение основного эксперимента, для которого зарезервировано 17 часов работы радаров и нагревной установки EISCAT, представляется в ближайшее время маловероятным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 20-12-00197.

[1] Sergeev E.N., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 110. P. 065002.
[2] Watkins B., et al. // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 2020. Vol. 125. Paper e2019JA027669.
[3] Хашев В. Р. и др. // Труды XXIV Научной конференции по радиофизике. ННГУ, 2020. С. 136.
[4] Котов П. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. LI, № 6. С. 461.
[5] Sergeev E.N., et al. // Radio Science. 2016. Vol. 51. P. 1118.
[6] Leyser T. B. et al. // J. Geophys. Res. 1993. Vol. 98. P. 17597.
[7] Sergeev E. N. et al. // Advances in Space Research. 2006. Vol. 38(11). P. 2518.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 19 мая 2022 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ»

Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СИНХРОНИЗАЦИЯ ВНЕШНИМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ В СИСТЕМЕ АНСАМБЛЕЙ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

С.С. Абрамов, М.И. Болотов, Л.А. Смирнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Коллективная динамика систем различной природы, формирование различных структур и их эволюция в системах связанных автоколебательных систем представляет собой одно из ключевых направлений в нелинейной динамике. Одним из центральных объектов исследований в нелинейной динамике в последние десятилетия являются химерные состояния и способы управления данными режимами в сетях фазовых осцилляторов [1]. В данной работе рассматривается возможность достижения синхронизации и стабилизации химерных режимов за счёт внешнего периодического воздействия в системе глобально связанных фазовых осцилляторов.

Рассмотрим систему двух глобально связанных ансамблей идентичных фазовых осцилляторов с внешним периодическим воздействием с амплитудой ε и частотой Ω:

$$\dot{\theta}_n^{(m)} = \omega + \sum_{m`=1}^{2} \frac{K_{mm`}}{N_{m`}} \sum_{n`=1}^{N_{m`}} \sin(\theta_{n`}^{(m`)} - \theta_n^{(m)} - \alpha) + \varepsilon \sin(\Omega t - \theta_n^{(m)}), \qquad (1)$$

где $\theta_n^{(m)}$ – фаза n-го осциллятора в m-м ансамбле, ω – собственная частота, α – постоянный фазовый сдвиг, $K_{11(22)}$ – сила межэлементного взаимодействия внутри ансамблей, $K_{21(12)}$ – сила межэлементного взаимодействия между ансамблями, N_m – количество элементов в m-м ансамбле. Заметим, что модель (1) при переходе в систему координат, равномерно вращающуюся с частотой Ω, представляет собой систему связанных активных ротаторов, позволяющую описывать динамику нейроноподобных элементов [2].

Для описания коллективного взаимодействия в системе (1) введём комплексный параметр порядка для каждого из ансамблей:

$$R_m(t) = \frac{1}{N_m} \sum_{m`=1}^{N_m} e^{i\theta_{m`}^{(m)}} = \rho_m(t) e^{-i\varphi_m(t)}, \qquad (2)$$

амплитуды которого удовлетворяют неравенству $\rho_m \leq 1$. В случае $\rho_m = 1$ все осцилляторы синхронизированы по фазе. При выполнении условия $0 < \rho_m < 1$ принято говорить, что наблюдается режим частичной синхронизации, при $\rho_m = 0$ – полностью асинхронный режим. Используя подход, предложенный Оттом и Антонсеном [3], можно записать динамические уравнения относительно амплитуды и фазы параметров порядка в следующем виде:

$$\dot{\rho}_{1,2} = \frac{1-\rho_{1,2}^2}{2}\left(K_{11}\rho_{1,2}\cos\alpha + K_{12}\rho_{2,1}\cos(\varphi_{2,1} - \varphi_{1,2} - \alpha)\right) - \\ - \frac{\varepsilon}{2}\left(\rho_{1,2}^2 - \cos\varphi_{1,2}\right), \qquad (3)$$

$$\dot{\varphi}_{1,2} = (\omega - \Omega) - \frac{\rho_{1,2}^2 + 1}{2\rho_{1,2}}\left(K_{11}\rho_{1,2}\sin\alpha + K_{12}\rho_{2,1}\sin(\varphi_{2,1} - \varphi_{1,2} - \alpha)\right) - \qquad (4)$$

$$-\frac{\varepsilon}{2\rho_{1,2}}\sin\varphi_{1,2}.$$

Система двух связанных ансамблей (1) без внешнего воздействия уже была хорошо изучена. Показано, что в ней возможна реализация химерных состояний нескольких типов [4]. Отметим возможность реализации стационарного химерного режима, когда элементы одного ансамбля частично когерентны с параметром порядка с постоянной амплитудой $\rho_1 < 1$, а элементы второго полностью синхронно по фазе с $\rho_2 = 1$. Также имеют место бризерные химерные режимы, для которых модуль параметра порядка частично синхронного ансамбля является периодической функцией $\rho_1 = \rho_1(t)$.

В фазовом пространстве системы (3), (4) стационарному химерному режиму соответствует состояние равновесия ($\rho_1 = r, \rho_2 = 1, \varphi_1 = \psi_1, \varphi_2 = \psi_2$). Тип устойчивости данного состояния равновесия при этом совпадает с типом устойчивости химеры в системе (1). Бризерному химерному режиму в фазовом пространстве системы (3), (4) соответствует предельный цикл.

Определим, как внешнее периодическое воздействие повлияет на реализацию химерных состояний в системе (1). Рассмотрим случай $\alpha = \frac{\pi}{2} - 0.1$, $K_{11} = K_{22} = 0.6$, $K_{12} = K_{21} = 0.4$. При этом в отсутствии внешнего воздействия в системе (1) может существовать устойчивый химерный режим с модулем параметра порядка частично синхронного ансамбля $\rho_1 = 0.72$. На рисунке 1 (фрагмент а) на плоскости параметров внешнего сигнала (Ω, ε) изображена область захвата (язык Арнольда) рассматриваемого режима, внутри которого существует стационарный химерный режим с частотой параметра порядка Ω, совпадающей с частотой внешнего периодического воздействия. Синим цветом обозначена подобласть, где данные режимы устойчивы, а красным – неустойчивы.

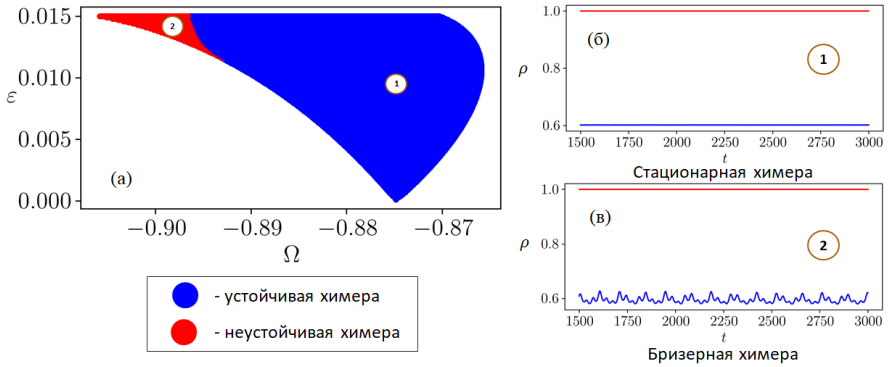


Рис. 1

На рисунке 1 (фрагмент б) представлена временная реализация модулей параметра порядка $\rho_{1,2}(t)$ для устойчивой стационарной химеры из области захвата частоты. При переходе из устойчивой области в неустойчивую в фазовом пространстве системы (3), (4) в результате бифуркации Андронова – Хопфа из устойчивого состояния

равновесия рождается устойчивый предельный цикл. Система (1) при этом эволюционирует к бризерному химерному режиму (рис. 1в).

Далее рассмотрим случай $\alpha = \frac{\pi}{2} - 0.1$, $K_{11} = K_{22} = 0.64$, $K_{12} = K_{21} = 0.36$, когда при $\varepsilon = 0$ в системе (1) существует неустойчивая стационарная химера, а динамика системы эволюционирует к бризерной химере. На рисунке 2 (фрагмент а) представлен соответствующий язык Арнольда. Так как в данной области существует подобласть с устойчивым стационарным режимом, то можно утверждать, что за счёт внешнего периодического сигнала в системе (1) можно добиться стабилизации стационарного химерного режима. При этом при переходе из неустойчивой подобласти в устойчивую в системе (3), (4) происходит бифуркация Андронова – Хопфа, когда устойчивый предельный цикл влипает в неустойчивое состояние равновесия, а само состояние равновесия становится устойчивым. На фрагментах (б) и (в) рисунка 2 показаны, соответственно, бризерный химерный режим, к которому эволюционирует система (1) в неустойчивой подобласти языка Арнольда; и стационарный химерный режим из устойчивой подобласти языка Арнольда, реализация которого демонстрирует возможность стабилизации стационарной химеры с помощью внешнего воздействия.

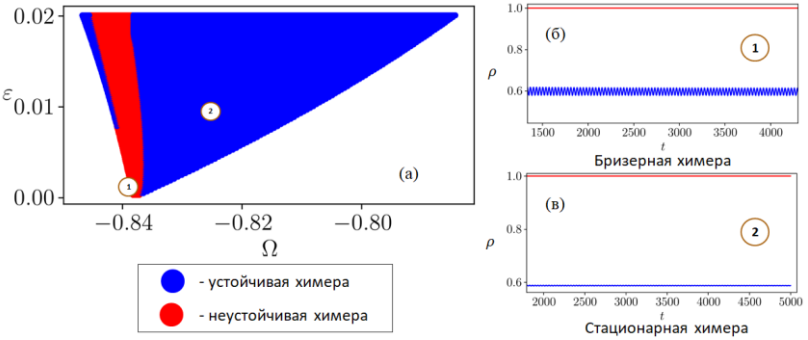


Рис. 2

Таким образом, в результате данного исследования на основе редукции Отта – Антонсена было показано, что в системе глобально связанных ансамблей фазовых осцилляторов за счёт внешнего периодического воздействия возможны синхронизация и стабилизация химерных стационарных режимов. Построены соответствующие области захвата.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 22-12-00348).

[1] Bolotov M., Smirnov L., Osipov G., Pikovsky A. // Phys. Rev. E 2020. Vol. 102. P. 042218.
[2] Hong H. // Phys. Rev. E 2014. Vol. 89. P. 062924.
[3] Ott E., Antonsen T.M. // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.
[4] Abrams D.M., Mirollo R., Strogatz S.H., Wilwy D.A. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 084103.

РАСЧЁТ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ ФАЗОВОГО ШУМА С ВЫДЕЛЕНИЕМ ДИСКРЕТНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ

А.Д. Беспалов[1)], К.Г. Мишагин[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] АО «Время-Ч»

Важной характеристикой при анализе спектра фазового шума прецизионного генератора является уровень дискретных гармонических компонент (spur), свидетельствующих о присутствии модуляции. В компараторе-анализаторе фазовом VCH-323, измеряющем спектральную плотность мощности фазовых шумов (СПМ), данная характеристика не оценивается. Цель настоящей работы заключается в разработке алгоритма выделения дискретных спектральных компонент в спектральной плотности мощности фазового шума для последующей реализации в приборе VCH-323.

Компаратор-анализатор фазовый VCH-323 предназначен для прецизионных измерений относительной разности частот, нестабильности частоты и спектра фазовых шумов высокостабильных источников сигналов в диапазоне частот от 1 до 100 МГц.

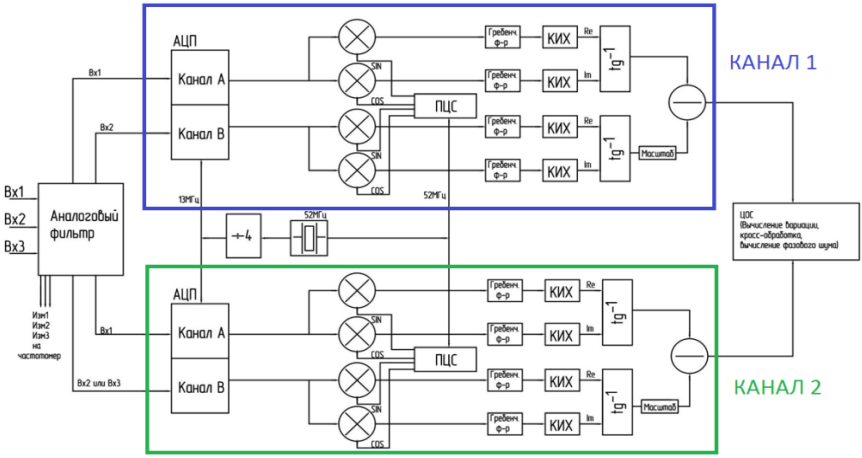


Рис. 1

На рис. 1 изображена структурная схема компаратора VCH-323 [1]. Компаратор содержит два одинаковых измерительных канала, каждый из которых предназначен для вычисления разности фаз между двумя анализируемыми сигналами, позволяет применить кросс-корреляционную обработку и значительно подавив шумы в каналах, выделить на фоне этих шумов характеристики измеряемой разности фаз, вычислить спектр и нестабильность частоты. В измерительном канале входные сигналы оцифровываются двумя аналогово-цифровыми преобразователями (АЦП) и подаются на входы двухканального смесителя. В смесителе оцифрованные входные сигналы перемножаются со сдвинутыми друг относительно друга на $\frac{\pi}{2}$ (cos и sin) сигналами квадра-

турного гетеродина (1), (2), полученными методом прямого цифрового синтеза (ПЦС), позволяющего синтезировать сигналы с частотами близкими к частотам входных сигналов.

$$I_F = cos\,\theta_{\text{ВХ}}\,cos\,\theta_{\text{ПЦС}} = \frac{1}{2}\left[cos\left(\theta_{\text{ВХ}} - \theta_{\text{ПЦС}}\right) + cos\left(\theta_{\text{ВХ}} + \theta_{\text{ПЦС}}\right)\right], \quad (1)$$

$$Q_F = cos\,\theta_{\text{ВХ}}\,sin\,\theta_{\text{ПЦС}} = -\frac{1}{2}\left[sin\left(\theta_{\text{ВХ}} - \theta_{\text{ПЦС}}\right) - sin\left(\theta_{\text{ВХ}} + \theta_{\text{ПЦС}}\right)\right], \quad (2)$$

$$\theta_{\text{ВХ}} = \omega_{\text{ВХ}}t + \varphi_{\text{ВХ}}, \quad (3)$$

$$\theta_{\text{ПЦС}} = \omega_{\text{ПЦС}}t + \varphi_{\text{ПЦС}}. \quad (4)$$

(3) – фаза входного сигнала, (4) – фаза синтезированного сигнала.

$$\Phi_{\text{ВХ1,ВХ2}} = \left(\theta_{\text{ВХ1}} - \theta_{\text{ПЦС}}\right) - \left(\theta_{\text{ВХ2}} - \theta_{\text{ПЦС}}\right) = \theta_{\text{ВХ1}} - \theta_{\text{ВХ2}} \quad (5)$$

Спектральная плотность мощности – это функция, описывающая распределение мощности сигнала в зависимости от частоты, то есть мощность, приходящаяся на единичный интервал частоты:

$$S(\omega) \triangleq \lim_{T\to\infty} \frac{|X_T(i\omega)|^2}{T}, \quad (6)$$

$$X_T(i\omega) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t)e^{-i\omega t}dt. \quad (7)$$

Используется периодограммный метод оценивания спектральной плотности мощности (СПМ) фазового шума с взвешиванием. В каждом сегменте вычитается средняя разность фаз для данного сегмента, затем значения «взвешиваются» в окне Ханна, чтобы уменьшить эффект растекания спектра:

$$x^{(p)}[n] = w[n]x[n + pD], \quad (8)$$

$$w[n] = 0.5\left(1 - cos\frac{2\pi n}{D}\right). \quad (9)$$

Далее вычисляется СПМ для каждого сегмента и усредняется:

$$S_x(f) = 2.5 \cdot 2 \cdot \frac{1}{P}\sum_{p=0}^{p-1}\frac{1}{T}\left|\Delta t \sum_{m=0}^{D-1} x^p[m]e^{-j2\pi f m\Delta t}\right|^2. \quad (10)$$

СПМ фазы сигнала на некоторой частоте f_0 вычисляется по формуле [2]:

$$S_\varphi(f) = 4\pi^2 f_0^2 S_x(f) \quad (11)$$

СПМ в формуле (11) имеет размерность рад^2/Гц. Перевод в единицы дБн/Гц описывается следующей формулой:

$$L(f) = 10\,lg\left(\frac{1}{2}S_\varphi(f)\right) \quad (12)$$

СПМ разности фаз $x[n]$ связана с СПМ относительной разности частот $y[n]$ соотношением:

$$S_y(f) = (2\pi f)^2 S_x(f) \quad (13)$$

Рассмотрим модель сигнала с фазовым шумом и синусоидальной фазовой модуляцией на трех частотах:

$$x(t_i) = \xi(t_i) + A[cos(2\pi f_1 t_i) + cos(2\pi f_2 t_i) + cos(2\pi f_3 t_i)] \quad (14)$$

Амплитуды модуляции одинаковы для всех частот, однако при расчете СПМ (рис. 2) соответствующие спектральные компоненты имеют разную величину при попадании в декады с разным шагом по частоте Δf. Уровень дискретных компонент не соответствует мощности сигнала фазовой модуляции.

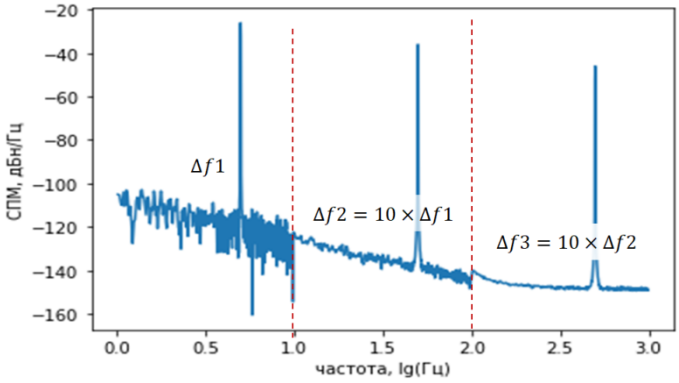


Рис. 2

В данной работе предложен следующий алгоритм поиска выбросов в СПМ фазового шума:

- сглаживание медианным фильтром в скользящем окне (размер окна – 11 точек);
- оценка разброса значений СПМ относительно фильтрованных значений для выбора порога (14 децибел);
- детектируем выбросы, превышающие порог, интегрируем мощность в окрестности (+/− 2) выброса.

На рис. 3 изображен график исходной СПМ фазового шума с графики СПМ, сглаженной медианным фильтром для каждой декады.

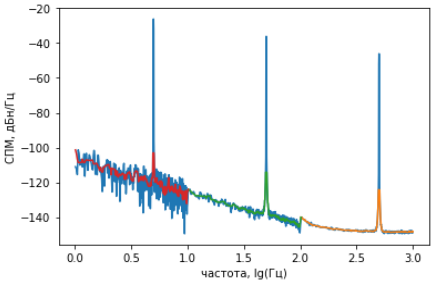


Рис. 3

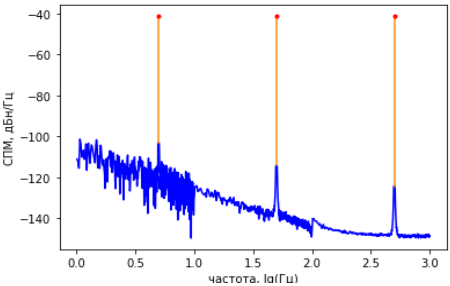


Рис. 4

График спектральной плотности мощности с выделенными дискретными компонентами, уровень которых соответствует мощности компоненты, изображён на рис. 4.

При моделировании уровень дискретных спектральных компонент был равен: −41,114 дБн.

Мощность дискретных спектральных компонент, полученная в результате моделирования, варьировалась в диапазоне: от – 41,390 до – 41,434 дБн.

Оценка относительной погрешности измерения уровня дискретных спектральных компонент составила 0,78% (~ 0,3 дБ). Как правило в измерительных приборах требуется погрешность измерения спектра не более 1 дБ. Таким образом полученная погрешность является удовлетворительной и предложенный алгоритм может быть реализован в компараторе-анализаторе фазовом VCH-323.

[1] А.Б. Дюкин, С.Ю. Медведев, К.Г. Мишагин Перспективный цифровой частотный компаратор/анализатор фазовых шумов // Вестник метролога. 2011. В. 2, С. 18.

[2] Riley W.J. // Handbook of Frequency Stability Analysis – Beaufort. Hamilton Technical Services. 2008. 136 p.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ СОСУЩЕСТВОВАНИЯ ТРЁХ ПОПУЛЯЦИЙ КЛЕТОК

Е. В. Губина, А. С. Киселёва, А. Г. Коротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В данной работе рассматривается динамическая система, являющаяся моделью сосуществования трёх популяций клеток: здоровых клеток и раковых клеток двух типов – чувствительных к химиотерапии и нечувствительных к ней. Данная модель является трёхкомпонентной репликаторной динамической системой, управляющей тремя конкурирующими подпопуляциями клеток: $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)^T = (x_H, x_S, x_R)^T$, где x_H – доля здоровых клеток, x_S – доля чувствительных к химиотерапии клеток и x_R – доля сопротивляющихся химиотерапии клеток. Выполняется соотношение $x_H + x_S + x_R = 1$.

Модель

Система, описывающая рассматриваемую модель:

$$\begin{cases} \dot{x_1} = x_1(f_1 - \langle f \rangle) \\ \dot{x_2} = x_2(f_2 - \langle f \rangle) \\ \dot{x_3} = x_3(f_3 - \langle f \rangle), \end{cases}$$

где f_i – приспособленность каждой из подпопуляций, $i \in \{1,2,3\}$;
$\langle f \rangle = x_1 f_1 + x_2 f_2 + x_3 f_3$ – средняя приспособленность всей популяции;
$f_i - \langle f \rangle$ – скорости роста или затухания каждой из подпопуляций ($i \in \{1,2,3\}$).

Скорость указывает, является ли приспособленность отдельно взятой подпопуляции выше или ниже среднего значения $\langle f \rangle$ и тем самым определяется, происходит уменьшение или рост численности подпопуляции.

Приспособленности подпопуляций задаются следующим выражением:

$$\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 - C & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} A \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ C \\ 0 \end{pmatrix},$$

где C – зависящий от времени (в общем случае) параметр (концентрация химиотерапии),

$A = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix}$ – матрица, задающая взаимодействие между клетками.

Так как для фазовых переменных x_1, x_2, x_3 системы выполняется соотношение $x_H + x_S + x_R = 1$, то можно избавиться от одной из переменных. Система после этого примет вид

$$\begin{cases} \dot{x_1} = x_1(f_1 - f_2 + (f_2 - f_1)x_1 + (f_2 - f_3)x_3) \\ \dot{x_3} = x_3(f_3 - f_2 + (f_2 - f_1)x_1 + (f_2 - f_3)x_3) \end{cases}.$$

Система имеет следующие состояния равновесия:

1) $x_1 = 0, x_3 = 0;$

2) $x_1 = 1, x_3 = 0$;
3) $x_1 = 0, x_3 = 1$;
4) $x_1 = \frac{C - a_{12} + a_{22} - Ca_{22}}{a_{11} - a_{12} - a_{21} + a_{22} + Ca_{21} - Ca_{22}}, x_3 = 0$;
5) $x_1 = 0, x_3 = \frac{C + a_{22} - a_{32} - Ca_{22}}{a_{22} - a_{23} - a_{32} + a_{33} + Ca_{23} - Ca_{22}}$;
6) $x_1 = \frac{a_{13} - a_{33}}{a_{11} - a_{13} - a_{31} + a_{33}}, x_3 = \frac{a_{11} - a_{31}}{a_{11} - a_{13} - a_{31} + a_{33}}$;
7) Последнее состояние равновесия можно найти из выражения $f_1 = f_2 = f_3$ (его выражение слишком громоздко и поэтому не показано).

Примем следующие значения элементов матрицы A:

$$A = \begin{pmatrix} a_{11} & 1.5 & 1.5 \\ 4 & 2 & 2.8 \\ 3.9 & -2 & 2.2 \end{pmatrix}$$

Таким образом, в системе осталось два параметра: a_{11} и C.

Бифуркации в системе

На рисунке 1 приведена бифуркационная диаграмма на плоскости параметров a_{11} и C. Синим линии соответствуют транскритическим бифуркациям, красная линия – гетероклинической.

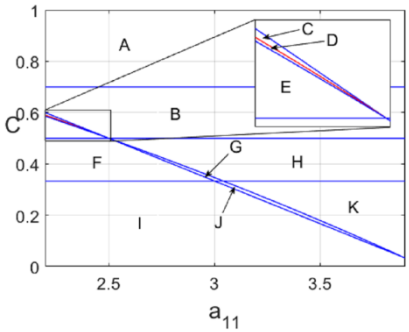
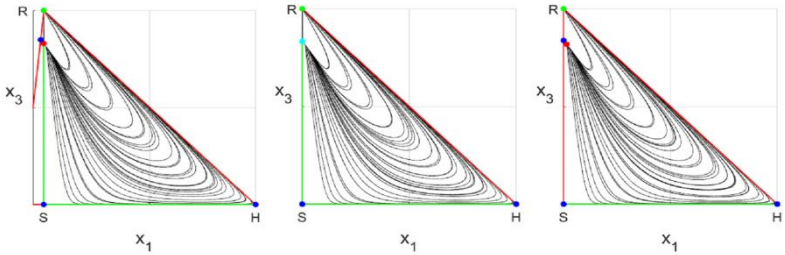


Рис. 1

В областях A, B, C существует одно устойчивое состояние равновесия – точка $(0, 0, 1)$; в областях F, G, H – два устойчивых состояния равновесия – точки $(0, 1, 0)$ и $(0, 0, 1)$; в областях D и E – два устойчивых состояния равновесия – точка $(0, 0, 1)$ и ещё одна точка либо внутри симплекса $x_1 + x_2 + x_3 = 1$, либо на его границе $x_3 = 0$; в областях I, J, K – одно устойчивое состояние равновесия – точка $(0, 0, 1)$.

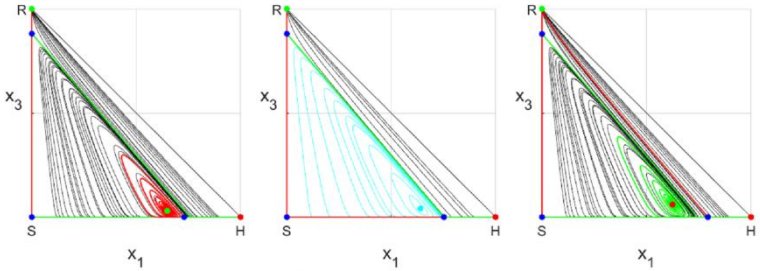
На рисунке 2 показана транскритическая бифуркация при переходе из области A в область B.



(a) $a_{11} = 3$, $C = 0.71$ (b) $a_{11} = 3$, $C = 0.7$ (c) $a_{11} = 3$, $C = 0.69$

Рис. 2

На рисунке 3 показана бифуркация при переходе из области D в область C.



(a) $a_{11} = 2.2$, $C = 0.589$ (b) $a_{11} = 2.2$, $C = 0.590112$ (c) $a_{11} = 2.2$, $C = 0.592$

Рис. 3

При бифуркационных значениях параметра в фазовом пространстве системы присутствует гетероклинический цикл. Причём внутри этого цикла находится состояние равновесия типа центр.

Заключение

По результатам проведённых исследований можно сделать следующие выводы:

1) В рамках используемой модели полное излечение организма невозможно, так как не существует устойчивых состояний равновесия с координатами $(1, 0)$ (в точке H).
2) В областях D и E существуют устойчивые состояния равновесия с координатой $x_1 \neq 0$, то есть в этом случае не происходит полного вымирания здоровых клеток. В данной модели эти два режима являются наиболее благоприятными.

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки 0729-2020-0036.

[1] Newton P. K., Ma Y. // Physical Review E. 2019. Vol. 99. P. 022404.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПАЙКОВЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ С УЧЕТОМ ДВУХ ТИПОВ ПЛАСТИЧНОСТЕЙ

Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе исследуются механизмы формирования колебательно-волновых процессов в нейронных сетях мозга. Особенностью данной работы является использование в качестве элементов нейронной сети импульсных генераторов, находящихся в возбудимом режиме. Оригинальность исследования заключается в одновременном учете двух типов пластичности: частотной зависимости эффективности связей, связанной с расходованием ресурса нейропередатчика (кратковременная пластичность), а также фазовой зависимости, связанной с соотношением времен импульсов взаимодействующих генераторов (STDP) в изучении коллективной динамики нейронной сети.

Результаты данной работы применяются в задаче исследования эффектов рабочей памяти сети. Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе временное хранение и манипулирование информацией. В парадигме с отсроченным ответом, кратко представляемый стимул должен сохраняться в течение нескольких секунд до выполнения задачи. В течение этого периода наблюдается усиленная активность нейронов, которая считается нейрональным коррелятом рабочей памяти [1]. Предполагается, что образ поддерживается рабочей памятью за счет кратковременного усиления связей внутри нейронной сети, активированной стимулом. Усиление связей вызвано повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент.

В работах [2, 3] была рассмотрена модель формирования рабочей памяти, в которой кластеры нейронов, отвечающие одному образу, были заранее искусственно сформированы, что не соответствует механизмам рабочей памяти. В данной работе показано, что такие кластеры могут быть сформированы посредством синхронного воздействия стимула на группу нейронов за счет механизмов долговременной пластичности.

Сеть состоит из N_{E} возбуждающих и N_{I} тормозных нейронов. Подпороговая динамика деполяризации описывается уравнением:

$$\tau_m \dot{V}_i = V_r - V_i + I_i^{(rec)}(t) + I_i^{(ext)}(t), \qquad (1)$$

где $i = 1, N_E + N_I$ - номер нейрона, τ_{m} – постоянная времени мембраны, $I_{\mathrm{i}}^{(\mathrm{ext})}$ – внешний ток. Каждый раз, когда деполяризация достигает определенного порога θ (т.е. $V_i(t) \geq \theta$), нейрон генерирует импульс и становится невосприимчивым в течение рефрактерного периода τ_{arp}, затем снова восстанавливается со значения потенциала V_{r}.

Рекуррентный ток $I_i^{(rec)}(t)$ – сумма постсинаптического тока от всех других нейронов, связанных с нейроном i:

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_J \widehat{J_{iJ}}(t) \sum_k \delta\left(t - t_k^{(j)}\right), \qquad (2)$$

где $\widehat{J_{iJ}}(t)$ – мгновенная эффективность синапса, соединяющего нейрон j с нейроном i; t_k – все времена импульсов (j) пресинаптического нейрона j.

Мгновенная эффективность синапса:

$$\widehat{J_{ij}}(t) = J_{ij}u_j(t)x_j(t)\omega_{ij}, \quad (3)$$

где J_{ij} – абсолютная синаптическая эффективность связи между возбуждающими нейронами. Для остальных нейронных связей - $\widehat{J_{ij}} = J_{ij}$.

Уравнения кратковременной синаптической пластичности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j(t) &= \frac{U - u_j(t)}{\tau_F} + U[1 - u_j(t)]\sum_k \delta(t - t_k^{(j)}), \\ \dot{x}_j(t) &= \frac{U - x_j(t)}{\tau_D} + u_j(t)x_j(t)\sum_k \delta\left(t - t_k^{(j)}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

где u – синаптическая эффективность, x – синаптический ресурс, τ_F – время восстановления уровня кальция, τ_D - время восстановления нейропередатчиков.

В работах [4,5] динамика синаптического веса ω_{ij} регулируется STDP с двумя локальными переменными и описывается уравнениями (5):

$$\begin{aligned} \frac{ds_i}{dt} &= -\frac{s_i}{\tau_s} + \sum_i \delta(t - t_i) \\ \frac{ds_j}{dt} &= -\frac{s_j}{\tau_s} + \sum_j \delta(t - t_j - \tau_{ij}) \\ \frac{d\omega_{ij}}{dt} &= \lambda[(1 - \omega_{ij})s_j\delta(t - t_i) - \alpha\omega_{ij}s_i\delta(t - t_j - \tau_{ij}), \end{aligned} \quad (5)$$

где s_i и s_j – переменные, отслеживающие импульсы на постсинаптическом и пресинаптическом нейроне соответственно, τ_s=10 мс – характерное время спада локальных переменных, λ=0,001 – скорость обучения, α =5 – параметр асимметрии, τ_{ij} - это временная задержка передачи спайка между нейронами j и i. Пресинаптический спайк, срабатывающий в момент времени t_j и достигающий нейрона i в момент времени $t_j + \tau_{ij}$, вызывает уменьшение веса, пропорциональное величине постсинаптического следа s_i. Точно так же постсинаптический спайк в t_i вызывает усиление веса, пропорциональное значению пресинаптического следа s_j. Весовые функции подчиняются правилу мультипликативного обновления [4,5].

Для упрощения в работе используются уравнения (6), полученные из уравнений (5) посредством пренебрежения временной задержкой передачи спайка между нейронами j и i:

$$\begin{aligned} \frac{ds_i}{dt} &= -\frac{s_i}{\tau_s} + \sum_i \delta(t - t_i) \\ \frac{ds_j}{dt} &= -\frac{s_j}{\tau_s} + \sum_j \delta(t - t_j) \\ \frac{d\omega_{ij}}{dt} &= \lambda[(1 - \omega_{ij})s_j\delta(t - t_i) - \alpha\omega_{ij}s_i\delta(t - t_j). \end{aligned} \quad (6)$$

Внешние токи моделируются как гауссовский белый шум:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \quad (7)$$

при $\langle \eta_i(t) \rangle = 0$, $\langle \eta_i(t)\, \eta_j(t') \rangle = \delta_{ij}\delta(t - t')$, так что μ_{ext} и σ_{ext}^2 являются соответственно средним значением и дисперсией внешних токов.

Проведено математическое моделирование динамики сети, состоящей из 1000 нейронов. 80% сети – возбуждающие нейроны (1-800 нейроны), 20% сети – тормозные нейроны (801-1000 нейроны), вероятность установления синаптического контакта – 20%. На рис. 1 показана динамика сети в зависимости от времени при τ_F = 4000 мс, τ_D =298 мс, μ_{ext}=10, σ_{ext}^2= 0.12, где каждая точка обозначает возникновение спайка на определенном нейроне. Для каждого кластера синим цветом изображены графики изменения средних значений синаптической эффективности u в кластерах, красным – изменения средних значений синаптического ресурса x в кластерах. С 5 секунды реализации последовательно на разные группы нейронов, в каждой из которой содержится 70 нейронов, в течение 0.3 секунд воздействует внешняя стимуляция с амплитудой 30 мВ.

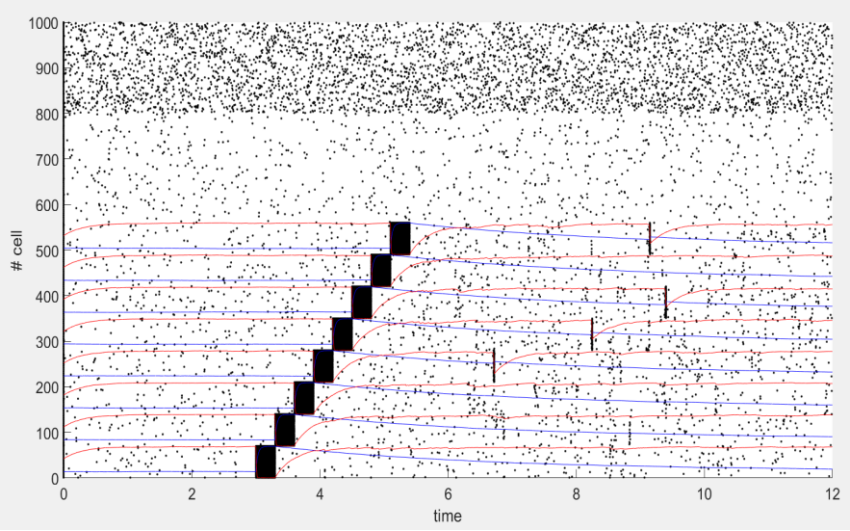


Рис. 1

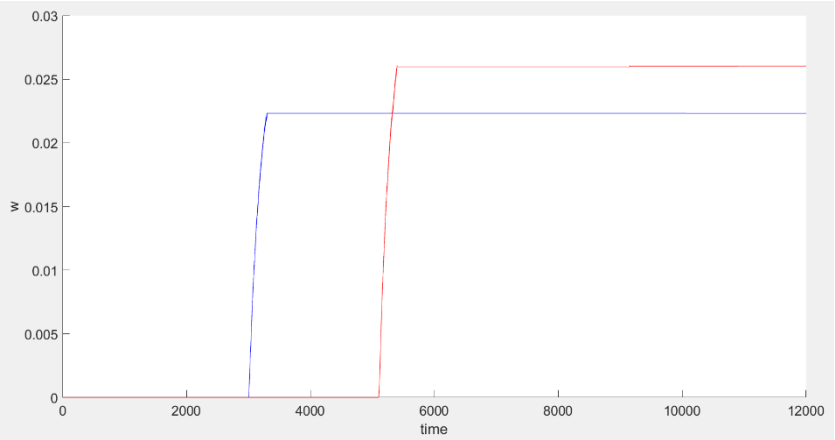


Рис. 2

За счет долговременной пластичности происходит увеличение веса связей внутри групп нейронов, формируются кластеры, что соответствует запоминанию. На рис.2 показано увеличение средних значений веса связей для 20 (синим) и 520 (красным) нейронов с нейронами внутри кластеров, к которым принадлежат нейроны.

Далее, после загрузки образов в память, за счет кратковременной пластичности происходит периодическая спонтанная реактивация запомненных образов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта 20-32-90157.

[1] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319, № 5869. P. 1543.
[2] Ковалева Н.С., Матросов В.В, Мищенко М.А. // Труды XXV научной конференции по радиофизике. 2021. С 179.
[3] Kovaleva N.S., Matrosov V.V., Mishchenko M.A. // Abstract book. Volga Neuroscience Meeting. 2021. P. 67.
[4] Morrison A., Diesmann M., Gerstner W. // Biological Cybernetics. 2008. Vol. 98. P. 459.
[5] Song S., Miller K.D., Abbott L.F. // Nature Neuroscience. 2000. Vol. 3. P. 919.

ПЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ШКАЛОЙ АТОМНОГО ВРЕМЕНИ

К.Г. Мишагин[1, 2)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *АО «Время-Ч»*

Эталоны единиц времени и частоты формируют для потребителей шкалы атомного времени в виде импульсных сигналов с частотой 1 Гц и синусоидальных сигналов с частотами 5, 10 или 100 МГц. Положение фронта импульсного сигнала определяет начало новой секунды шкалы эталона и должно соответствовать в определенных пределах началу новой секунды шкалы всемирного координированного времени UTC. Для ограничения расхождения шкалы времени эталона относительно UTC шкала времени эталона корректируется по фазе и частоте. Будем предполагать, что используется система автоматического регулирования, осуществляющая коррекции с фиксированной периодичностью. В качестве управляемого параметра обычно выступает частота сигналов шкалы времени эталона. Управление осуществляется с помощью устройства формирования, которое стабилизировано сигналом атомных часов, и позволяет по команде сдвигать частоты выходных сигналов. В результате коррекций нестабильность частоты выходных сигналов эталона ухудшается по сравнению с нестабильностью частоты опорных атомных часов в области интервалов времени измерения, близких по величине к постоянной времени системы автоматического регулирования. Нестабильность частоты (среднее квадратическое двухвыборочное отклонение результата измерения меры частоты или дисперсия Аллана) является одной из важнейших характеристик прецизионных сигналов. Для минимизации ухудшения этой характеристики необходимо, чтобы управление шкалой времени было плавным, то есть коррекции частоты были сопоставимы или меньше величины нестабильности частоты на интервале времени измерения равном интервалу между коррекциями.

Один из способов реализации плавной коррекции шкалы времени заключается в применении метода линейно-квадратического гауссовского управления [1], которое предполагает использование фильтра Калмана для оценки отклонений фазы и частоты подстраиваемой шкалы времени относительно ведущей и позволяет рассчитать параметры системы автоподстройки, при которых минимизируется некоторая функция качества. В работе [2] показано, каким образом необходимо подбирать параметры функции качества и, соответственно, выбирать параметры петли автоподстройки для получения наименьшей нестабильности частоты управляемого сигнала при известных характеристиках нестабильностей ведущего сигнала и сигнала без управления. В работе [3] представлены результаты эксперимента по автоподстройке шкалы времени, реализованной с помощью активного водородного стандарта, относительно шкалы времени UTC(SU). Оценка отклонения шкал времени осуществлялась с помощью дифференциального метода на основе результатов кодовых измерений навигационных приемников в двух лабораториях. В данной работе представлены предварительные результаты аналогичного эксперимента, в котором в качестве источника подстраиваемой шкалы времени выступает водородный стандарт частоты и времени пассивного типа VCH-1008.

На рис. 1 представлены результаты эксперимента: оценка отклонения шкалы времени по фазе (а), оценка отклонения времени по частоте в относительных единицах (б), коррекции частоты в относительных единицах (в). Интервал управления – 1 сутки, постоянная времени – 5 суток.

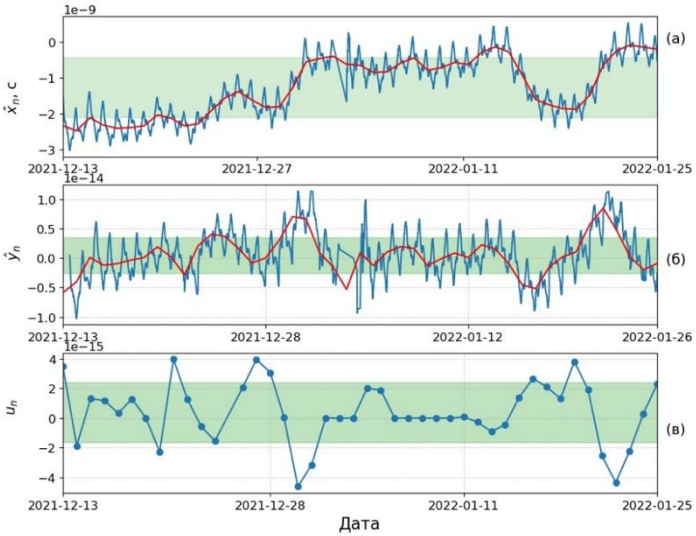


Рис. 1

Среднеквадратическое отклонение (СКО) шкалы времени по фазе составило 0,8 нс. СКО коррекций частоты $2 \cdot 10^{-15}$, что сопоставимо с суточной нестабильностью стандартов данного типа. Таким можно говорить о том, что реализовано плавное управление на уровне собственных шумов подстраиваемого сигнала.

Полученные характеристики свидетельствуют о перспективности использования пассивных водородных стандартов частоты в качестве источников шкалы атомного времени на рабочих и вторичных эталонах при наличии канала сличений с первичным эталоном через спутниковые навигационные системы.

[1] Koppang P., Leland R. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 1999. Vol. 46, № 3. P. 517.
[2] Mishagin K.G., Lysenko V.A., Medvedev S.Y. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 1999. Vol. 67, № 5. P. 1080.
[3] Мишагин К.Г., Медведев С.Ю. // Измерительная техника. 2021. № 8. С. 51.

МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ДИНАМИКИ СЕТИ НЕЙРОНОВ С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ НЕОДНОРОДНОСТИ

А.А. Злобин, В.В. Клиньшов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование мозга, в частности коллективной динамики сетей нейронов, является важной задачей нейронауки, статистической физики и нелинейной динамики. Человеческий мозг представляет собой сложную сеть из порядка 10^{10} нейронов. Каждый отдел мозга содержит большое количество взаимодействующих нейронов с различными динамическими характеристиками. Численное моделирование такого огромного количества неоднородных нейронов является очень трудоёмким и затратным процессом. В качестве альтернативы может рассматриваться идея так называемого макроскопического описания сети [1,2]. В её рамках высокоразмерная система уравнений, описывающая нейронную сеть, сводится к низкоразмерной редуцированной системе, переменные которой представляют собой биофизически значимые макроскопические величины, например, среднюю частоту возбуждения или средний потенциал нейронов сети.

В данной работе рассматривается макроскопическое описание сети, нейроны которой описываются моделью квадратичного накопления и сброса (QIF):

$$\dot{V} = V^2 + I, \tag{1}$$

где V – мембранный потенциал нейрона, а I-входной ток. В зависимости от знака входного тока, в системе может наблюдаться три качественно разных режима. При отрицательных входных токах существуют два грубых состояния равновесия: устойчивое и неустойчивое, которые сливаются в негрубое состояние равновесия (двукратное равновесие) при нулевом токе и исчезают при положительных значениях тока. Когда мембранный потенциал нейрона достигает порогового значения $V_p = \infty$, нейрон возбуждается и генерирует спайк, а его потенциал сбрасывается до значения $V_r = -V_p = -\infty$.

Сеть представляет собой ансамбль нейронов с глобальными связями:

$$\dot{V}_j = V^2{}_j + I_j, \quad j = 1 \dots N, \tag{2}$$

где $I_\mathrm{j} -$ входной ток, который имеет три составляющих:

$$I_j = \eta_j + J_j s(t) + I, \tag{3}$$

$$s(t) = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\sum_{t_j^k<t}\delta\left(t - t_j^k\right). \tag{4}$$

Здесь $\eta_\mathrm{j} -$ ток смещения, $\mathrm{J_j} -$ синаптический вес, $\mathrm{s(t)} -$ синаптический ток, I –внешний ток, N –количество нейронов в сети, t_j^k –момент возбуждения j-го нейрона. При генерации спайка каждым нейроном он даёт вклад в общий синаптический ток в виде δ-импульса.

Метод редуцирования высокоразмерной системы предложен в работе [1] для сети с неоднородностью по параметру тока смещения, когда $J_j = J$, а токи смещения η_j различны. Переходя в термодинамический предел, т.е. устремляя количество нейронов в бесконечность $N \to \infty$, осуществляется переход к непрерывному описанию нейронной сети. Для этого вводится плотность распределение мембранного потенциала для нейронов с фиксированными параметрами $\rho(V|\eta, t)$, которое удовлетворяет уравнению непрерывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial(\rho \dot{V})}{\partial V}. \tag{5}$$

Плотность распределения мембранного потенциала рассматривается в виде Лоренцева распределения [1]:

$$\rho(V|\eta, t) = \frac{1}{\pi} \frac{x(\eta, t)}{[V - y(\eta, t)]^2 + x(\eta, t)^2}, \tag{6}$$

с зависящей от времени полушириной $x(\eta, t)$ и центром в точке $y(\eta, t)$. Подстановка такого распределения в уравнение непрерывности даёт систему уравнений, которое описывает локальную динамику сети, т.е. динамику субпопуляции нейронов с током смещения, близким к η.

$$\begin{cases} \dot{x}(\eta, t) = 2x(\eta, t)y(\eta, t) \\ \dot{y}(\eta, t) = y^2(\eta, t) - x^2(\eta, t) + Js(t) + \eta \end{cases} \tag{7}$$

Можно показать, что полуширина $x(\eta, t)$ имеет связь с частотой возбуждения нейронов локальной субпопуляции:

$$r(\eta, t) = \frac{x(\eta, t)}{\pi}. \tag{8}$$

Величина $y(\eta, t)$ является средним значением мембранного потенциала локальной субпопуляции.

Чтобы получить редуцированную систему, которая описывает глобальную динамику сети, следует учесть, что синаптический ток $s(t)$ складывается из суммы выходных сигналов всех локальных субпопуляций:

$$s(t) = r(t) = \int_{-\infty}^{\infty} r(\eta, t) g(\eta) d\eta = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(\eta, t) g(\eta) d\,\eta, \tag{9}$$

где g(η)-функция распределения тока смещения η. В данной работе используются параметры, распределенные по Лоренцу:

$$g(\eta) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \bar{\eta})^2 + \Delta^2}. \tag{10}$$

Интеграл в этом случае можно вычислить, замыкая контур интегрирования в комплексной плоскости параметров и используя теорему о вычетах. В результате мы получаем систему, состоящую из двух дифференциальных уравнений. Эта нелинейная

система описывает макроскопическую динамику сети в терминах средней частоты возбуждения $r(t)$ и среднего мембранного потенциала $v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y(\eta, t)\mathrm{g}(\eta)d\eta$:

$$\begin{cases} \dot{r}(t) = \dfrac{\Delta}{\pi} + 2r(t)v(t) \\ \dot{v}(t) = \bar{\eta} + Jr(t) - (\pi r)^2 + v^2 + I(t). \end{cases} \tag{11}$$

Сравним динамику полученной редуцированной модели для неоднородности по току смещения с динамикой исходной микроскопической системы. При моделировании микроскопической системы, рассматривались сеть размером 50 тысяч нейронов. Каждый нейрон имел свой ток смещения в соответствии с распределением Лоренца. Интегрирование систем ведётся методом Эйлера с шагом по времени равным $\Delta t = 10^{-4}$. На графиках представлено сравнение динамики систем при различных видах внешнего сигнала $I(t)$.

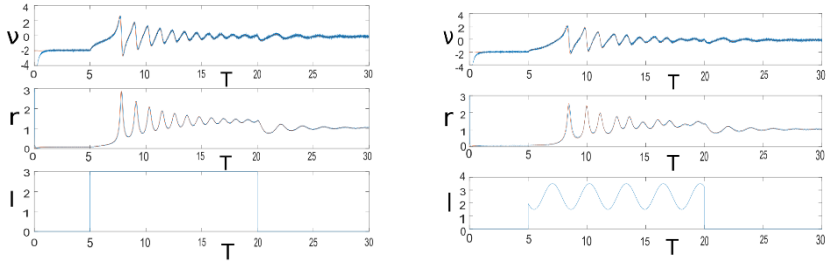


Рис. 1

Аналогично подходу, описанному выше, можно получить редуцированную систему для сети с неоднородностью по синаптическим весам, когда $\eta_j = \eta$ для всех нейронов, а синаптические веса J_j, распределены в соответствии с распределением Лоренца:

$$g(J) = \frac{1}{\pi}\frac{\Delta}{(J-\bar{J})^2 + \Delta^2}. \tag{12}$$

Редуцированная система с таким видом неоднородности имеет вид:

$$\begin{cases} \dot{r}(t) = \dfrac{\Delta}{\pi} r(t) + 2r(t)v(t) \\ \dot{v}(t) = \eta + \bar{J}r(t) - (\pi r)^2 + v^2 + I(t). \end{cases} \tag{13}$$

В качестве микроскопической системы рассматривалась аналогичная нейронная сеть. На графиках представлено сравнение систем с различными типами внешнего тока $I(t)$.

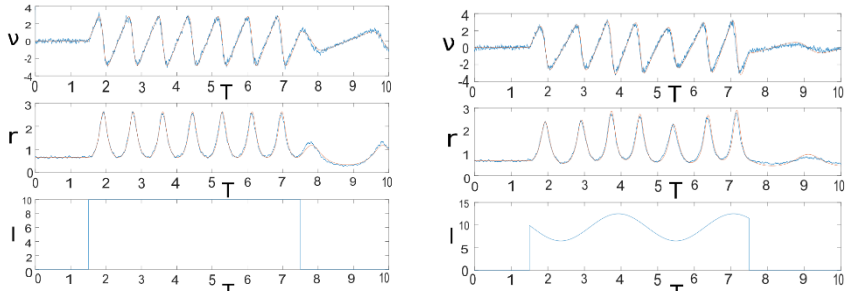


Рис. 2

Сравнение динамики полной и редуцированной систем показывает, что последние хорошо описывают коллективное поведение больших нейронных сетей с неоднородностью по параметрам такими, как ток смещения или синаптические связи.

[1] Montbrio E., Paz´o D., Roxin A. // Phys. Rev. X 5. 2015. P. 021028.
[2] Tanushree B. Luke, Ernest Barreto, Paul So // Neural Computation. 2013. Vol. 25. P. 3207.
[3] Ott E., Antonsen T. M. // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.

РАЗРУШЕНИЕ СИНХРОННОГО РЕЖИМА В ЦЕПОЧКЕ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДЕФЕКТОМ

М.И. Болотов[1)], Л.А. Смирнов[1)], Г.В. Осипов[1)], А.С. Пиковский[2, 1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Потсдамский университет, Германия

В настоящее время системы связанных осцилляторов по-прежнему остаются актуальной темой для теоретических и экспериментальных исследований. Обусловлено это, прежде всего, тем, что данные системы представляют собой базовые модели в различных областях современной науки и техники. Целый ряд ключевых фундаментальных явлений, свойственных нелинейным осцилляторным средам различной по своей сути природы, можно изучить в рамках фазового приближения. В самой простой ситуации обычно рассматриваются решетки только с локальной связью между соседними ячейками. Отметим, что целый ряд интересных результатов первоначальных исследований подобных систем изложен в книге [1]. Можно выделить два больших класса осцилляторных цепочек, изучаемых в литературе. Речь идет о регулярных и неупорядоченных цепочках. Менее исследованными являются проблемы синхронизации в неупорядоченных решетках. Здесь мы остановимся на исследовании случая, когда в цепочке есть один элемент, индивидуальные характеристики которого отличаются от остальных.

Рассмотрим цепочку N локально связанных фазовых осцилляторов [2]. Фазы осцилляторов φ_n удовлетворяют следующему уравнению:

$$\dot{\varphi}_n = \omega_n + \sin(\varphi_{n+1} - \varphi_n + \alpha) + \sin(\varphi_{n-1} - \varphi_n + \alpha) - 2\sin\alpha\,, \qquad (1)$$

где индивидуальные частоты ω_n определены следующим образом: $\omega_n = 0$ при $n \neq m$ и $\omega_n = \sigma$ при $n = m$ (m – позиция дефекта в цепочке). Фазовый сдвиг α определяет тип взаимодействия между элементами. Здесь мы остановимся на случае притягивающей связи, когда $\alpha < \pi/2$. Граничные условия в цепочке определены следующим образом:

$$\varphi_0 = \varphi_1,\ \varphi_N = \varphi_{N+1}. \qquad (2)$$

В ходе исследования было обнаружено несколько классов синхронных по средним частотам режимов. Данные режимы найдены как состояния равновесия вспомогательной системы дифференциальных уравнений относительно разностей фаз $\psi_n = \varphi_{n+1} - \varphi_n$. Показана возможность мультистабильности данных режимов.

В качестве примера рассмотрим случай $N = 50$, $m = 25$. Здесь для значений фазового сдвига $\alpha \lesssim 0.9$ разрушение синхронного режима приводит к вращению элемента с дефектом относительно остальных, в то время как остальные осцилляторы в цепочке остаются синхронными по частоте. При $0.9 \lesssim \alpha \lesssim 1.5$ после потери устойчивости синхронного режима в цепочке начинает наблюдаться распространение волн от элемента с дефектом, совершающего вращение относительно соседних элементов (см. рис.1, $\alpha = 1.0$, $\sigma = 1.2$). Далее в цепочке начинают реализовываться сложные пространственно-временные режимы, когда отражения волн от границ среды приводят к хаотическим вращениям (рис. 2, $\alpha = 1.35$, $\sigma = 0.78$). Для больших значений параметра фазового сдвига $\alpha \gtrsim 1.5$ система (1) демонстрирует режимы пространственно-временного хаоса после разрушения синхронных вращений.

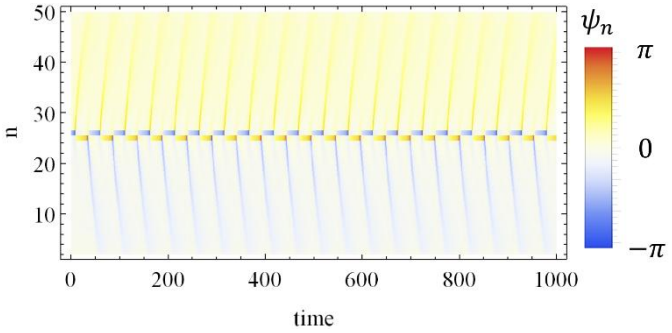


Рис. 1

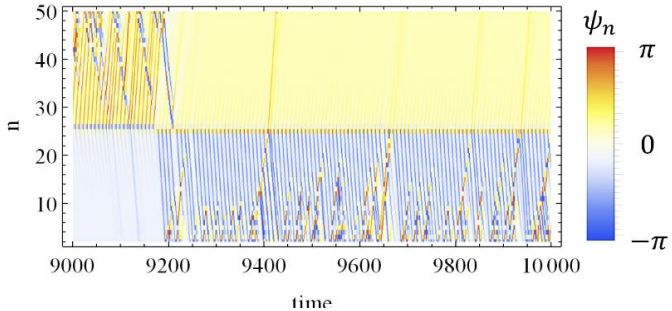


Рис. 2

Таким образом, в ходе проведенных исследований был проанализирован процесс разрушения синхронных по частоте состояний в цепочке фазовых осцилляторов при наличии дефекта. Показано, что разрушение полностью синхронного состояния приводит к реализации различных нестационарных регулярных и хаотических режимов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 22-12-00348).

[1] Afraimovich V.S., Nekorkin V.I., Osipov G.V., Shalfeev V.D. Stability, structures and chaos in nonlinear synchronization networks – Singapore: World Scientific, 1994, 260 p.

[2] Bolotov M.I., Levanova T.A., Smirnov L.A., Pikovsky A. // Cybernetics and Physics. 2019. Vol. 8. P. 215.

КОНКУРЕНТНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБУЧЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНЫХ КЛАССИФИКАТОРО БЕЗ ВНЕШНЕГО СОРТИРОВЩИКА

А.А. Сутягин, О.И. Канаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время наблюдается всплеск интереса к исследованиям в области машинного обучения. Задача классификации является одной из них – отображение пространства признаков на конечное множество решений, принимаемых на основании значений признаков. Несмотря на то, что большинство исследований ориентированы на создание алгоритмов, исполняемых цифровыми вычислительными устройствами, в природе существуют нецифровые обучающие системы, обучение которых реализуется за счёт динамики этих систем. Например, нервные системы и адаптивные иммунные системы. Таким образом, интерес представляет не только само изучение таких систем, но и создание обучающих систем, работающих по схожим принципам.

Для построения обучаемого классификатора – алгоритма, на основании которого происходит возврат метки класса по набору признаков, – на базе элемента с ограниченной сложностью используется коллективный классификатор, идея которого заключается в том, чтобы представить классификатор как ансамбль простейших элементов, имеющих фиксированные, но различные параметры, и обучить его методом селекции – изменением ансамбля. В работе [1] было показано, что реализация стратегии обучения, основанной на конкуренции с сосуществованием, позволяет достичь вероятности правильной классификации, определяемой правилом Байеса, при увеличении количества обучающих примеров. Но такой выбор стратегии обучения имеет неизбежный недостаток – принцип Гаузе, вследствие которого выживает только один тип клеток. Для решения этой проблемы в рабоах [2] и [3] был предложен конкурентный механизм обучения с сосуществованием и алгоритм селекции, реализовывающий такую стратегию обучения.

Модифицированная модель конкуренции с сосуществованием

Общим недостатком методов селекции при обучении коллективных классификаторов является необходимость использования внешнего, по отношению к системе, сортирующего устройства, в связи с чем обучение системы не происходит за счёт динамики самой системы. Таким образом, требуется модифицировать предложенные раннее стратегии обучения, для обеспечения, во-первых, обучения коллективного классификатора на примерах без использования внешнего сортировщика – непосредственно в силу собственной популяционной динамики, и, во-вторых, – сохранение состава ансамбля после завершения обучения.

Решение первой задачи – отказ от внешней селекции при обучении, – подразумевает фактическую реализацию механизма конкурентной популяционной динамики в элементах ансамбля вместе с механизмами подстройки параметров конкурентноспособности в процессе обучения в соответствии с предъявляемыми обучающими примерами. Для решения второй задачи – сохранения структуры популяции после обучения, – необходимо, чтобы вне процесса обучения не изменялись относительные пропорции

клеток разных типов в составе ансамбля, или изменялись, но на временном масштабе, превышающем время сохранения состава популяции после обучения.

Рассмотрим модель, демонстрирующую динамику концентрации клеток -го типа при $i = 1 \dots s$, где s – количество типов клеток:

$$\dot{n}_i = b_i n_i (1 - \frac{1}{N_c} \sum_k n_k) - (1 - b_i) \frac{n_i^2}{N_c}, \quad (1)$$

где n_i – концентрация -го типа клеток, b_i – коэффициент выживаемости для i-го типа клеток, N_c – общее количество клеток. Данная модель позволяет учесть не только конкуренцию за общий ресурс, но и конкуренцию внутри одного типа. Уравнение имеет решение, соответствующее устойчивому состоянию равновесия:

$$n_i = N_c \frac{b_i}{1 - b_i} a, \text{где} \quad (2)$$

$$a = \frac{1}{\sum_k \left(\frac{1}{1 - b_k}\right) - (s - 1)}. \quad (3)$$

Реализовать сохранение ансамбля с помощью модели (1) не представляется возможным, поскольку обучение осуществляется путём управления параметром b_i. Прекращение же обучения, таким образом, подразумевает прекращение управления выживаемостью типов клеток. Другими словами, параметры b_i должны вернуться к некоторому значению, одинаковому для всех клеток и определяемому реализацией базового элемента. После этого осуществится переход к некоторому устойчивому состоянию равновесия, в котором численности всех типов клеток также одинаковы – система фактически забывает своё обучение. Для реализации такого сценария модернизируем систему (1) таким образом, чтобы управляющий конкуренцией параметр b_i влиял только на внутривидовую конкуренцию, обусловленную слагаемым с квадратичным представлением концентрации, при этом конкурентноспособность клеток за общий ресурс должна быть одинаковой. При таком подходе прекращение обучения подразумевает прекращение внутривидовой конкуренции одновременно для всех типов клеток, что, в силу равноправия всех типов клеток, не приводит к изменению относительных пропорций клеток разных типов в составе ансамбля, численности всех типов клеток будут изменяться пропорционально, пока полная численность не достигнет ёмкости среды – $\sum_i n_i = N_c$. В силу указанных выше рассуждений, поделим поделим правую часть каждого уравнения на b_i и введём переобозначение параметров, в результате чего получим модель вида:

$$\dot{n}_i = n_i (1 - \frac{1}{N_c} \sum_k n_k) - k_i \frac{n_i^2}{N_c}, \text{где} \quad (4)$$

$$k_i = \frac{1 - b_i}{b_i}. \quad (5)$$

Ограничение $b_i \in (0,1)$ переходит в $k_i \in (0,+\infty)$. Если параметры k_i постоянны во времени и удовлетворяют указанного ограничению, то выражение для состояния равновесия (2) сохраняет силу и с учётом преобразования принимает вид:

$$\dot{n}_i = \frac{N_c}{k_i}\left(1 + \sum_i^s k_i^{-1}\right).^{-1} \quad (6)$$

Подсистема обучения и метод обучения коллективного классификатора

Исходя из предположения, что динамика популяции ансамбля в процессе обучения описывается моделью (4), где параметры k_i теперь считаются переменными во времени, а после окончания обучения все k_i обращаются в нуль, сформулируем стратегию обучения.

Обозначим вход классификатора за x. Пусть заданы функции отклика $f_i(x)$ на множестве значений признаков для всех типов клеток, описывающие отклик -го типа клеток на входное значение x. Пусть также имеется последовательность обучающих примеров $\{\pi\}_{\alpha=1}^{N_{learn}}$, где N_{learn} – общее количество обучающих примеров, каждый из которых представляет собой пару $\pi_\alpha = (x_\alpha, c_{alpha})$, состоящую из значения признака x_α с известной меткой класс $c_\alpha \in +,-$, где «+» соответствует положительному отклику, а «-» – отрицательному. Тогда подсистему обучения можно задать следующим образом, считая, что обучающие примеры подаются последовательно в случайном порядке, а время предъявления примера фиксировано и принимает значение T_s, временные промежутки между предъявлением примером отсутствуют:

$$\dot{k}_i = \begin{cases} -\tau_l^{-1} k_i, & \text{вне процесса обучения,} \\ -\tau_l^{-1} f_i(x_\alpha)(k^+ - k_i), & \text{если } c_\alpha = +, \\ -\tau_l^{-1} f_i(x_\alpha)(k^- - k_i), & \text{если } c_\alpha = -, \end{cases} \quad (7)$$

где α – номер предъявляемого в данный момент обучающего примера, τ_l – временной масштаб процесса обучения, k^+ и k^- – константы, которые соответствуют предельным значения для $k_i(t)$ в зависимости от принадлежности обучающих примеров к тому или иному классу.

Для практического определения порога классификации θ предлагается следующий подход:

- Обеспечить калибровочный элемент, для которого имеет место подавляющее преобладание примеров из отрицательного класс, вызывающих ненулевой отклик.
- Определить в итоговой обученной популяции численность n_{min} этого калибровочного типа, которая в предположении равна отклику обученного классификатора $F(x)$ на тестовое значение входного признака, обеспечивающего отклик только этого калибровочного типа клеток.
- Установить пороговое значение коллективного классификатора

$$\theta = 2n_{min} = 2minF(x)_i. \quad (8)$$

Результаты моделирования и заключение

В подсистеме обучения (7) выберем следующие значения $k^- = 5, k^+ = 0.5$. Выберем масштаб подсистемы $\tau_l = 2$, что много меньше характерного масштаба времени популяционной динамики системы (4). Функции отклика типов клеток задаётся аналогично [3]. Обучающие примеры из двух классов выбираются случайным образом с равной вероятностью. Функции условной вероятности задаются в виде гауссовского распределения, при этом для положительного класса выбирается бимодальное распределение, как указано на Рис. 1. Под визуализаций распределений обучающих примеров – функция отклика обученного классификатора. Сопоставление верхней и нижней панелей, показывает, что решающее правило обученного классификатора близко к решающему правило Байеса, которому в данной задаче отвечает уровень пересечений распределений, что и подтверждает работоспособность предложенной методики обучения коллективного классификатора без внешнего сортировщика. На Рис. 2 и Рис. 3 показаны динамика параметра k_i и относительная концентрация n_i/N_c, на которых видно, что при «отключении» обучения происходит насыщение среды до заполнения.

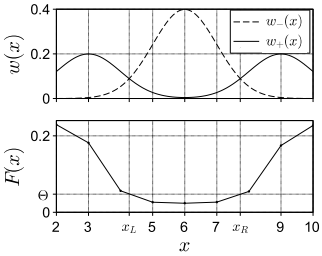


Рис. 1

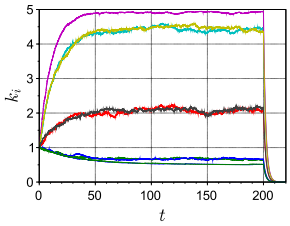


Рис. 2

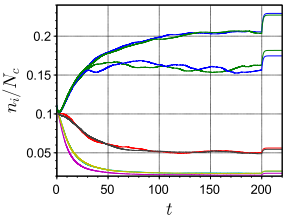


Рис. 3

[1] Kanakov O. et al. // PLoS One. 2015. Vol 10. № 5. P. e0125144.
[2] Kanakov O.I., Ivanchenko M.V., Tsimring L.S. // Opera Medica & Physilogica. 2016. Vol. 2 (S1). P. 53.
[3] Сутягин А.А., Канаков О.И. // Известия вузов. ПНД. 2021. Т. 29, № 2. С. 220.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 19 мая 2022 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ И ИХ КОМПЬЮТЕРНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ»

Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОМПАКТНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ В ВОЗДУХЕ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОЙ ВИБРОМЕТРИИ

А.К. Британков[1, 2], М.С. Норкин[1, 2], А.В. Стуленков[2], Р.В. Травин[1, 2], С.Б. Захаров[1]

[1] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

[2] *ИПФ РАН*

Введение

Низкочастотные гидроакустические излучатели применяются в широком спектре направлений от обеспечения звукоподводной связи и телеуправления до сейсмоакустической и геологической разведки. В рамках океанологических исследований для проведения разнообразных работ необходимы компактные низкочастотные гидроакустические преобразователи высокой удельной мощности.

Как правило, мощные низкочастотные излучатели (НЧИ), работающие в диапазоне до 1-2 кГц, имеют довольно большие размеры и массу, что затрудняет их использование в компактных или мобильных гидроакустических системах. В связи с этим большое значение приобретает разработка компактных низкочастотных излучателей высокой мощности, удовлетворяющих тенденциям миниатюризации.

Низкочастотными в мощной гидроакустике считаются излучатели, для которых справедливо неравенство:

$$2\pi D < \lambda, \qquad (1)$$

где λ – длина звуковой волны, D – характерный размер излучателя. Компактными принято называть преобразователь с габаритными размерами менее полуметра.

Очевидно, что преобразователь с корпусом относительно малого размера может излучать в низкочастотном диапазоне, но из-за обратной зависимости между излучаемой акустической мощностью и размерами излучающей поверхности эффективность и чувствительность такого преобразователя зачастую будут недостаточны [1]. Это обстоятельство приводит к необходимости увеличения площади излучающей поверхности НЧИ без изменения его максимальных габаритных размеров. Для НЧИ продольно-изгибного типа такой эффект можно получить за счёт многоуровневого гофрирования в дополнение к повышению технологичности и прочности корпуса [2]. Удельная акустическая мощность компактных излучателей продольно-изгибного типа со сложной формой излучающей оболочки (3D НЧИ) значительно выше, чем у аналогов с более простой формой поверхности корпуса [3]. Ограничения на максимальный уровень излучаемого поля связаны в первую очередь, с кавитацией и возможными при больших мощностях нелинейными эффектами, перекачивающими энергию из основного в другие частотные диапазоны, а также на максимальный (до наступления электрического пробоя) уровень подаваемого на активный элемент напряжения.

Резонансные характеристики компактных 3D НЧИ продольно-изгибного типа

В работе сравниваются резонансные характеристики двух компактных НЧИ продольно-изгибного типа с различными параметрами гофрирования и габаритами. Экспериментальные исследования резонансных кривых проведены для верификации теоретических расчетов и оценки влияния формы и размера НЧИ на их характеристики. Исследования проводились для НЧИ, собранных с одинаковыми активными элементами на базе корпусов № 1 и № 2. Корпус № 1 (рис. 1, справа) имеет размеры Ø86×90 мм и 12 гребней одинаковой высоты, корпус № 2 (рис. 1, слева) Ø102×92 мм, и 16 гребней с попеременной амплитуды. Для определения амплитуды колебаний поверхности и усреднения по большому набору точек, а также исключения влияния измерительной системы, использовался метод лазерной виброметрии. Исследование распределения амплитуд колебаний по поверхности позволяет выявить конструкционные особенности излучателей и оценить перспективные как слабые стороны, так и пути модернизации НЧИ.

Рис. 1

Результаты измерений

На первом этапе проведено исследование в воздушной среде виброотклика излучающих оболочек 3D НЧИ. Возбуждение колебаний корпуса, закреплённого на вибростенде Robotron-Messerelektronik Type 11076 FNR 71026, осуществлялось при помощи усилителя непрерывным розовым шумом и ЛЧМ сигналами длительностью 20 с, в которых частота нарастала от 100 Гц до 10 кГц. Оба способа в рамках инструментальной точности измерений дают одинаковые частотные спектры. При сходных размерах двух изделий с различными вариантами гофрирования излучающей поверхности, основные резонансы обеих оболочек различаются на незначительно 100-150 Гц и лежат в полосе от 3,1 до 3,3 кГц (рис. 2). АЧХ корпусов в основной полосе частот представлены на рис. 2, где цветом и характером линии обозначены: 1 – впадина 3D НЧИ № 1; 2 – гребень 3D НЧИ № 1; 3 – впадина НЧИ № 2, 4 – малый гребень 3D НЧИ № 2; 5 – большой гребень 3D НЧИ № 2.

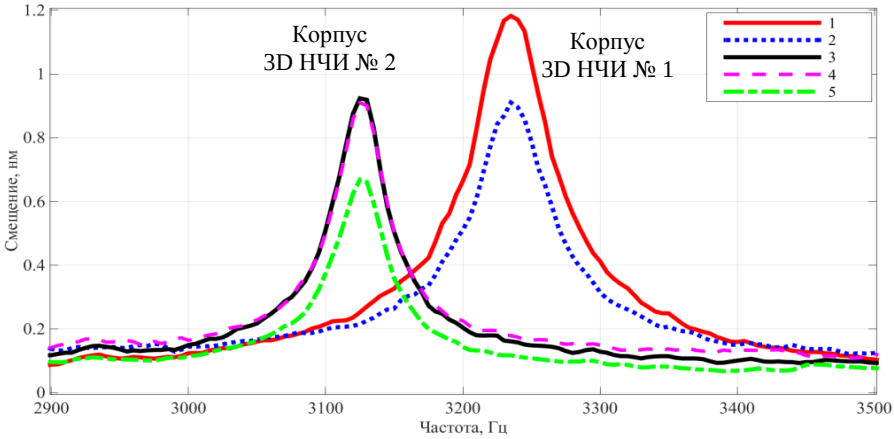


Рис. 2

На втором этапе исследований проведено измерение амплитуды колебаний торцевых фланцев собранных 3D НЧИ в воздухе. На активные элементы излучателей, подвешенных при помощи резиновых амортизаторов, подавался слабый сигнал возбуждения с внешнего генератора. Результаты исследований АЧХ в диапазоне частот до 30 кГц приведены на рис. 3 для 3D НЧИ № 1, и рис. 4 - для 3D НЧИ № 2.

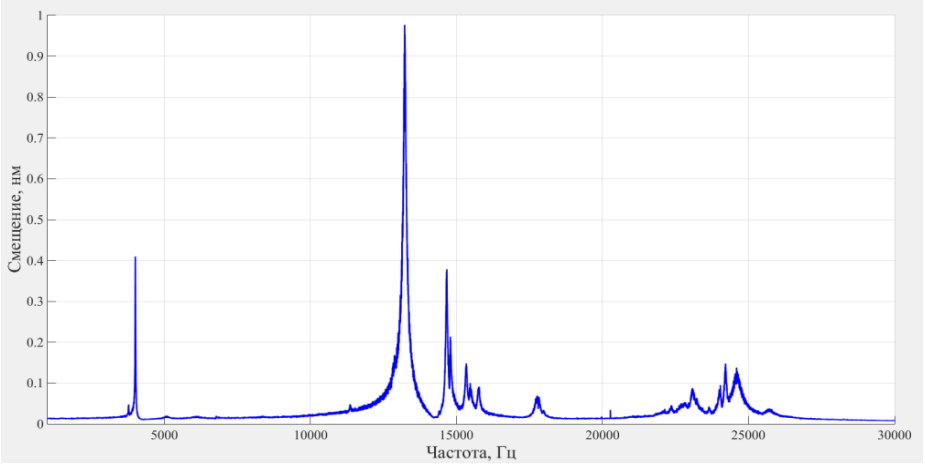


Рис. 3

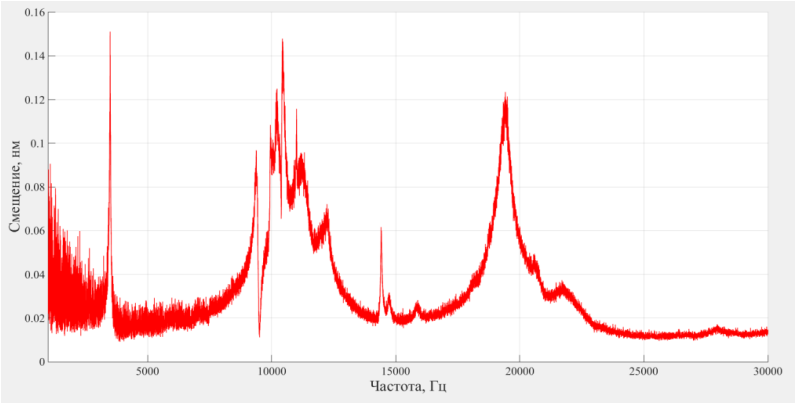


Рис. 4

Уровень побочных высокочастотных резонансов 3D НЧИ № 2 относительно основного значительно ниже, чем у 3D НЧИ № 1, что дает энергетический выигрыш в основной полосе частот (рис. 4.). Кроме того, АЧХ 3D НЧИ № 2 имеет большее количество резонансов, что может быть обусловлено более сложной геометрией излучающего элемента и появлением из-за этого типов колебаний, нехарактерных для 3D НЧИ № 1. Однако более компактное расположение таких резонансных полос позволяет излучать гидроакустические сигналы в более широкой полосе частот.

Заключение

Сравнение колебательных характеристик компактных излучателей продольно-изгибного типа со сложной формой излучающей оболочки позволяют скорректировать направление конструкторского поиска и провести первичную оценку влияния формы и размеров на излучающие свойства, без проведения натурных испытаний изделий в воде. С учётом известных результатов электроакустических измерений 3D НЧИ № 1 в воде [4], проведённые измерения показали, что 3D НЧИ № 2 с новой формой гофрирования и увеличенным диаметром корпуса превосходит 3D НЧИ № 1 по ряду параметров и, согласно расчётам по методике, приведённой в [5], имеет частоту основного резонанса в воде около 1,1 кГц.

[1] Свердлин Г.М. Прикладная гидроакустика. - Jl.: Судостроение, 1990, 320 с.
[2] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Смирнов С.А. Патент RU 2681268, 05.03.2019.
[3] Британков А.К., Фарфель В.А., Боголюбов Б.Н. // Прикладная физика. 2021. № 3. С. 72.
[4] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А. // Учёные записки физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова. 2020. № 1. С. 2010106-1.
[5] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Дерябин М.С., Фарфель В.А. // Труды МАИ. 2019. № 105. С. 1.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ АНАЛИЗА СОСТАВА МЕТАБОЛИТОВ ТКАНЕЙ ЛОР-ОРГАНОВ (АДЕНОИДОВ)

Т.Д. Князева[1)], Е.Г. Домрачева[2)], В.А. Анфертьев[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИФМ РАН

Введение

Спектроскопия высокого разрешения терагерцевого (ТГц) частотного диапазона является мощным средством для исследований в медицине и биологии. В частности, ТГц спектроскопия может быть использована в неинвазивной медицинской диагностике на основе метаболомики. Анализируя выдыхаемый воздух и пары биологических жидкостей, можно диагностировать заболевания по составу продуктов метаболитов.

Целью работы был анализ состава метаболитов тканей ЛОР-органов и сравнение состава совокупности метаболитов, появляющихся при термическом разложении образцов и при вытяжке растворителем (этиловый спирт).

Методы и подходы

В последнее время в медицинской диагностике всё большее значение приобретают физические и физико-химические методы анализа. Одним из таких методов является ТГц спектроскопия. В ТГц диапазоне частот лежат сильные линии поглощения молекул. Так как у каждой молекулы свой набор собственных частот, то по полученным спектрам можно идентифицировать молекулы (в том числе, различать изомеры), в многокомпонентной газовой смеси. Таким образом, можно составить метаболический профиль, т.е. совокупность всех промежуточных продуктов обмена веществ в биологической системе. Применение методов диагностики, основанных на метаболомике, поможет уточнить происхождение заболевания, особенности изменений в органе и подобрать более индивидуальное лечение. Крайне актуальным является изучение состояния ЛОР-органов, поскольку они являются одними из основных путей проникновения в организм человека различных инфекций, вирусов, грибков и т.д. Однако в литературе и базе данных метаболома данные о метаболитах при заболеваниях ЛОР-органов отсутствуют [1].

Были проведены исследование состава паров, полученных из вытяжки этиловым спиртом аденоида и его сравнение с составом паров терморазложенного аденоида. Спектр поглощения исследуемой смеси измерялся с помощью метода нестационарной спектроскопии. Нестационарность достигалась с помощью фазовой манипуляции – периодического быстрого переключения фазы на π. Это приводит к процессам переходного излучения и поглощения, т.е. периодического наведения и распада макроскопической поляризации. Фазовая манипуляция даёт повышение чувствительности при измерении. Переходные сигналы в спектрометре с фазовой манипуляцией идентичны в каждом акте манипуляции. В случае совпадения частоты излучения с частотой молекулярного резонанса энергия излучающих молекул полностью преобразуется в

амплитудную функцию прошедшего через газ излучения. Результирующий переходный сигнал записывается, и накапливается в приемной части спектрометра [2].

Методика пробоподготовки вытяжки аденоида заключалась в следующем. Образец ткани высушивался и растирался до порошкообразного состояния, затем растворялся в спирте, а затем вращался на магнитной мешалке для равномерного перемешивания. После фильтрования полученная жидкость помещалась в другую пробирку, которая присоединялась к ячейке для исследования.

Перед началом измерения кювета вакуумировалась до 10^{-4} мбар. Пары исследуемой смеси напускались в кювету до рабочего давления $5 \cdot 10^{-2}$ мбар, после чего запускался процесс измерений.

Анализ и результаты

Предварительно был измерен спектр чистого этанола, идентифицированы его линии поглощения и линии поглощения примесей, впоследствии они были вычтены из зарегистрированного общего спектра поглощения вытяжки. При анализе данных были выделены линии поглощения и определены соответствующие им вещества [3, 4]. Среди линий были и те, которые не удалось идентифицировать, при этом они были достаточно сильными. Вещества, соответствующие им, могут являться первичными метаболитами патологических процессов в тканях.

Сравнив состав совокупности метаболитов при термическом разложении образца и при вытяжке этиловым спиртом, была составлена таблица с количеством линий для каждого вещества в зависимости от метода пробоподготовки.

Табл.

Название вещества	Продукты терморазложения ткани аденоида	Метаболиты ткани аденоида из вытяжки с этиловым спиртом
ацетон	32	2
гидроксиацетон	3	0
дигидроксиацетон	6	5
уксусная кислота	2	3
метанол	5	0
пропанол	4	0
пропандиол	21	30
фенол	5	0
пропинол	2	0
этиленгликоль	5	0
метилфениловый эфир	2	4
этилформиат	3	5
ацетальдегид	42	2
пропаналь	3	0

бензальдегид	6	8
гликольальдегид	6	5
глицеральдегид	2	5
лактальдегид	4	2
малоновый диальдегид	2	2
акрилальдегид	0	3
гидроксиацетонитрил	1	3
аминоацетонитрил	1	3
меркаптоацетонитрил	2	0
метиленаминоацетонитрил	1	2
пропионитрил	6	1
бутиронитрил	11	2
пентаннитрил	6	0
бензонитрил	3	0
метилбутиронитрил	3	0
акрилонитрил	3	1
аминопропионитрил	3	6
бутиннитрил	2	0
метилмеркаптан	22	0
этилмеркаптан	2	0
глицин	0	4
аланин	4	0
моноэтаноламин	1	18
мочевина	4	4
метилкарбамат	8	4
азол	6	0
фуран	20	0
пиридин	2	0
цианоформамид	0	2
гликольамид	0	4
глицинамид	0	8
циановинилацетилен	2	0
сульфид этилена	6	0

Результаты измерений показали, что в продуктах терморазложения биологических тканей присутствуют достаточно простые органические молекулы, которые могут являться продуктами терморазложения первичных метаболитов.

Заключение

В работе приведены результаты применения методов терагерцовой газовой спектроскопии высокого разрешения для исследования состава продуктов метаболитов тканей ЛОР органов (аденоидов). Выявлены совокупности метаболитов, появляющихся при термическом разложении образцов и при вытяжке растворителем (этиловый спирт), проведено сравнение их состава.

[1] Wishart D.S. et al // Nucleic Acids Research. 2018. Vol. 46, P. D608.
[2] Вакс В.Л. и др. // Успехи физических наук. 2019. Т. 190. С. 765.
[3] http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html
[4] Endres C.P. et al // J. Mol. Spectrosc. 2016. Vol. 327. P. 95.

АНАЛИЗ ЦЕЛОСТНОСТИ СИГНАЛОВ ИНТЕРФЕЙСА ПАМЯТИ DDR4 УЗЛА ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

А.С. Пруцскова, Д.В. Штарев

ПАО «НПО «Алмаз»

В современной электронике применяют все более быстродействующие, высокоскоростные (тактовая частота выше 100 МГц и фронт сигнала менее 1 нс) микросхемы [1]. При проектировании многослойной печатной платы с использованием высокоскоростных линий связи перед разработчиком возникает задача – обеспечить качественные характеристики передаваемого сигнала на входе микросхемы. Форма сигнала может быть изменена под воздействием шумов питания, шумов одновременного переключения, перекрестных помех, отражений и т.д. Такой ряд причин возможных искажений сигналов возникает в результате неправильной трассировки сигнальных линий или некорректного проектирования печатной платы (полигоны питания, переходные отверстия, размещение пассивных компонентов или переходных отверстий, стек слоев печатной платы (ПП)). Благодаря проведению анализа есть возможность коррекции топологии ПП на этапе проектирования, что позволяет снизить вероятность потери данных в ходе работы микросхемы.

В данной работе будет описан результат моделирования сигналов интерфейса памяти DDR4 с пропускной способностью 2400 Мб/сек, объемом памяти 2 Гб и шириной шины данных 64 бита.

Моделируемый интерфейс памяти DDR4 представляет собой 8 групп из 8-ми битных сигналов DQ1-DQ64 передающих данные, тактовые сигналы DQSN/DQSP, а также группа сигналов адресации и управления. Разводка сигнальных линий выполнена по технологии FLY-BY. К трассировке высокоскоростных интерфейсов предъявляются повышенные требования, т.к. для успешной передачи данных тактовый сигнал DQS должен быть синхронизирован по времени передачи с сигналами данных DQ. Для этого передний и задний фронт строба не должны пересекаться с моментом выборки.

Целью анализа является выполнение двух задач:

3) Выявить дефекты, приводящие к искажению сигналов;
4) Обозначить возможные решения по устранению дефектов.

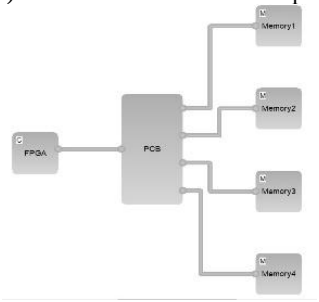


Рис. 1

Для проведения моделирования к блокам созданной модели подгружаются IBIS-файлы ПЛИС и памяти, а к блоку PCB файл печатной платы, определяющий всю ее конфигурацию с учетом стека слоев и пассивных компонентов. Данная модель представлена на рис. 1.

Результатом моделирования является глазковая (контрольная) диаграмма – осциллографическое представление аналогового сигнала, переносящего данные. Контрольная диаграмма помогает визуально оценить качество сигнала.

В ходе моделирования были получены глаз-

ковые диаграммы. Пример полученных диаграмм для отдельных групп цепей данных 2-ух чипов памяти представлен на рис. 2 и рис. 3.

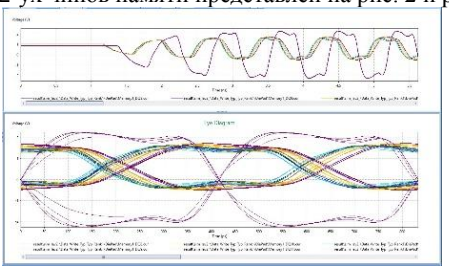


Рис. 2

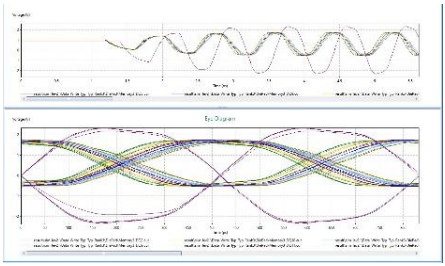


Рис. 3

На рис. 4 и рис. 5 представлена глазковая диаграмма групп сигнальных цепей адресации и контроля.

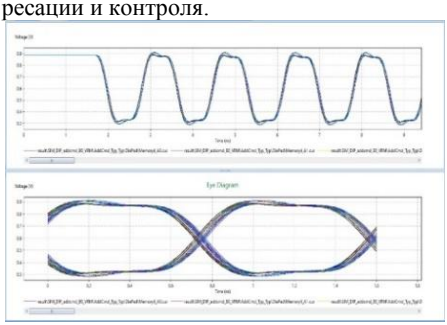


Рис. 4

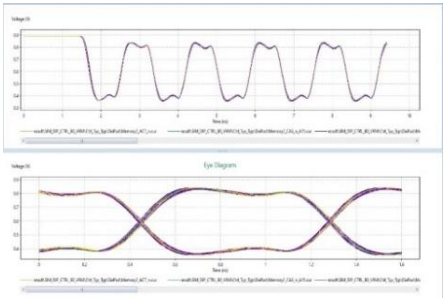


Рис. 5

По полученным диаграммам можно сделать вывод, что целостность сигналов не нарушена. Поэтому далее будут рассмотрены сигнальные линии данных.

Анализ целостности сигналов проводиться по следующим пунктам:

1. Синхронизация тактового сигнала с сигналом данных.
2. Затухание колебания («звон»).
3. Отражение.
4. Джиттер.
5. Перекрестные помехи.

Синхронизация тактового сигнала с сигналом данных

Визуально, на рис. 2 можно наблюдать некоторое смещение тактового сигнала относительно центра глазковой диаграммы. Это происходит, когда время нарастания и время спада фронтов сигналов не равны между собой [2]. Кроме того, видно временное несогласование сигналов данных между собой. Данное смещение может возникать по причине разной длины проводников или разной длительности сигналов. В результате приемник может принять неправильное решение о переданном сигнале.

Решение:

1. Провести оценку допустимости данного смещения (данная оценка проводится согласно спецификации на память DDR4 JEDEC82-31A).
2. Проверить трассировку сигнальных линий.
3. Выровнять или длину сигнальных проводников, или задержку сигналов.

Звон, выбросы и отражение сигнала

Неправильные значения времени нарастания и изменения волнового сопротивления сигнальных линий могут вызывать искажения сигнала в виде «звона» или выбросов [2]. По полученным глазковым диаграммам был сделан вывод об отсутствии таких помех. Однако можно заметить изменение амплитуды сигнала. Причиной может быть изменение волнового сопротивления проводников. Неоднородности геометрического и топологического характера ведут к отражению части сигнала и появлению помех, которые влияют на амплитуду сигнала [3].

Решение:

1. Минимизировать количество неоднородностей на пути прохождения сигнала.

Джиттер

На рис. 2 и рис. 3 наблюдается расширение области переходов, что может указывать о наличии джиттера. Джиттер стоит рассматривать как совокупность таких явлений, как случайный шум, ошибки, связанные с кодированием данных или трассировкой печатных проводников. Ошибка временного интервала вызывает изменение времени прохождения фронтов импульсов, сужение или закрытие глазковой диаграммы, что в свою очередь затрудняет определение порога принятия решения [2]. С увеличением частоты время нарастания и спада сигнала уменьшается, а влияние джиттера усиливается. Допустимый уровень джиттера в соответствии с руководящим документом от производителя памяти DDR4 должен составлять не более 0.15UI, что эквивалентно 83.33 пс [2]. У сигнала данных на выходе передатчика джиттер отсутствует.

Возможные решения для минимизации джиттера:

1. Скорректировать физические длины проводников или задержку сигналов.

Перекрестные помехи

Частой причиной возникновения перекрестных помех является маленький зазор м/д проводниками, отсутствие экранирования и наличие отражений сигнала. Быстрые фронты сигналов вызывают резкие электрические импульсы, порождающие электромагнитное излучение [1].

Решение:

1. Уменьшение ширины проводника или увеличение зазора между проводниками.
2. Увеличить время нарастания/спада фронта сигнала.
3. Экранирование сигнальных линий.

Для качественной оценки полученных результатов глазковой диаграммы была применена маска. Создание маски проводилось в соответствии со спецификацией JEDEC JESD82-31A [4].

Расчеты необходимые для построения маски:

1) Время синхронизации (временное окно).

Максимально возможное значение 0.15UI, что соответствует 0.0624 нс.

Следовательно, t1 = 0; t2 = 0.0624 нс.

2) Размах напряжения.

Максимально возможное значение 120 мВ. Следовательно, v1 = 0.54 В; v2 = 0.66 В.

По полученным значениям была построена и применена маска, представленная на рис. 6 и применена к глазковой диаграмме на рис. 7.

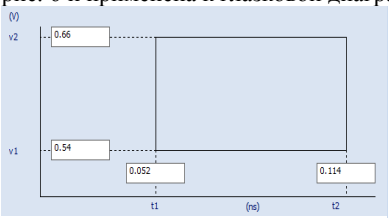


Рис. 6

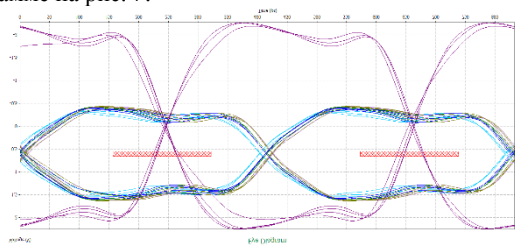


Рис. 7

Вывод

В данной работе по результатам проведенного моделирования необходимо скорректировать временные задержки сигналов в байтовых группах; по глазковой диаграмме, изображенной на рис. 7 можно утверждать, что запаса времени нарастания и удержания достаточно. В итоге, проведенное моделирование позволило убедиться, что критичных ошибок при проектировании проекта и трассировке печатных проводников шины памяти влияющих на целостность сигналов не допущено. С помощью моделирования в ходе проектирования быстродействующих микросхем можно добиться более качественных параметров передаваемых сигналов. Современные инструменты моделирования помогают разработчикам на ранних этапах проектирования исключить нарушения целостности сигналов и позволяют вносить изменения в проект ПП в процессе разработки. Таким образом, можно не только избежать проблем с работоспособностью, но и уменьшить время создания проекта, а также минимизировать затраты при производстве.

[1] Кечиев Л.Н. Проектирование печатных плат для цифровой быстродействующей аппаратуры. – М.: ООО «Группа ИДТ», 2007, 616 с.

[2] Tetronix // Руководство по проведению измерений характеристик цифрового видео стандартной и высокой четкости, Учебное пособие. С. 75.

[3] Белоус А.И., Солодуха В.А., Шведов С.В. Основы конструирования высокоскоростных электронных устройств. Краткий курс «белой магии». – М.: ТЕХНОСФЕРА, 2017, 872 с.

[4] JEDEC Standard No.82-31A. P. 121.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО РАСПОЗНАВАНИЮ ВОЗДУШНЫХ ОБЪЕКТОВ ТИПА «ПТИЦЫ»

К.Н. Пиунов[1)], А.С. Багурин[1)], Ю.А. Белов[1)], Д.А. Пальгуев[1)], О.С. Носкова[1)], Д.А. Васильев[2)], Е.С. Фитасов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И.Лобачевского

[2)] МГТУ им. Н.Э. Баумана

Введение

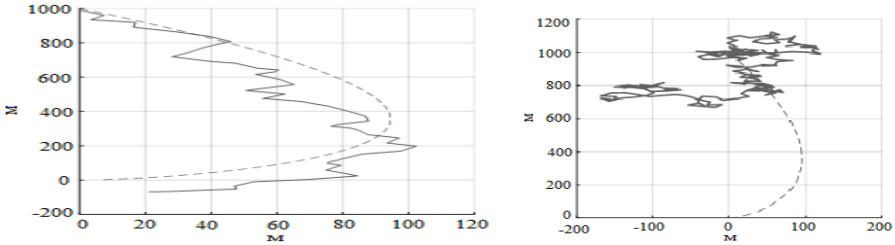
В настоящее время происходит интенсивное развитие класса малогабаритных беспилотных летательных аппаратов (МБПЛА) и их применение в самых различных целях. Простота и дешевизна позволяют массово использовать подобные аппараты для ведения видеонаблюдения, различного вида разведки, доставки небольших грузов, а в некоторых случаях и в качестве носителей боевой нагрузки. Проблема обнаружения МБПЛА выходит на первый план и в основном потому, что далеко не всегда традиционные методы обнаружения малогабаритных объектов достаточно эффективны. Малая эффективная площадь рассеивания (ЭПР), высокая маневренность, трудно отличимые признаки от биологических и природных объектов (в основном птиц) [1 – 3] создают большие трудности в обнаружении и распознавании такого класса воздушных объектов.

Модель траектории птиц

Учитывая приведенные выше особенности данных объектов, было предложено проводить селекцию МБПЛА и птиц по траекторным признакам.

Можно предположить, что траектории МБПЛА, имеющие конкретную полетную цель, и птиц в большом числе случаев будут отличаться по своим характеристикам. Возможные траектории птиц можно разделить на условно прямолинейные и условно хаотические. Также будем считать, что траектории МБПЛА имеют условно прямолинейный характер.

Модель траектории птиц представим как случайное блуждание с размерностью равной трём. В качестве иллюстрации приведём возможные траектории птиц, сочетающие прямолинейное и хаотичное движения (рис. 1а) и чисто хаотичное движение – случайные блуждания (рис. 1б). Средняя скорость птицы составляла 20 м/с.



а) б)

Рис. 1

Алгоритм селекции птиц по трассовым признакам

Для решения задачи селекции МБПЛА на фоне птиц предлагается использовать алгоритмы трассовой обработки сетевой объединенной информации.

В общем случае модель движения птицы можно представить как хаотичное движение в пространстве. Траектория птицы, в общем случае, состоит из большого числа маневров (участков, где меняется курс птицы), при этом участков траектории, на которых курс изменяется на большую величину, меньше, чем участков, где курс изменяется более плавно.

При построении модели движения МБПЛА предполагается, что МБПЛА имеет определенную цель полета, следовательно, его траектория в основном состоит из участков прямолинейного движения. При этом учитывается, что при движении МБПЛА имеются флуктуации курса и скорости (например, вследствие ветра), однако предполагается, что модуль этих случайных отклонений меньше, чем для отклонений траекторий птиц.

Таким образом, в качестве селектирующего признака МБПЛА и птицы предлагается использовать оценку количества маневров на некотором участке траектории.

Алгоритм определения маневра

В качестве метода определения «быстрого» маневра предлагается использовать алгоритм, построенный на вычислении разницы угла курса за два последних обзора. Из-за наличия в измерении координат и скорости объекта случайных ошибок, его расчетный курс может изменяться и при прямолинейном движении. Для того чтобы алгоритм не определял изменение курса на прямолинейных участках как маневр, необходимо ввести параметр, определяющий допустимое отклонение угла курса на прямолинейных участках движения.

$$\mathrm{d}\alpha = \alpha 2 - \alpha 1 = \mathrm{arctg}\frac{V_Y T_0 + \mathrm{d}6 - \mathrm{d}5}{V_X T_0 + \mathrm{d}3 - \mathrm{d}2} - \mathrm{arctg}\frac{V_Y T_0 + \mathrm{d}5 - \mathrm{d}4}{V_X T_0 + \mathrm{d}2 - \mathrm{d}1}. \qquad (1)$$

Логическую схему алгоритма можно представить следующим образом (рис. 2):

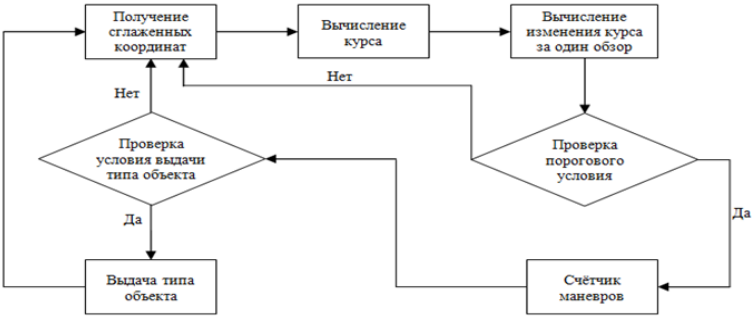


Рис. 2

Для установления средних значений угла изменения расчетного курса на прямолинейных участках движения было произведено моделирование траектории прямолинейного равномерного движения для различных скоростей объекта и СКО измерений

координат. Полученное распределение аппроксимировалось распределением Гаусса с заданным средним значением μ и СКО σ. Результаты моделирования приведены на рис. 3.

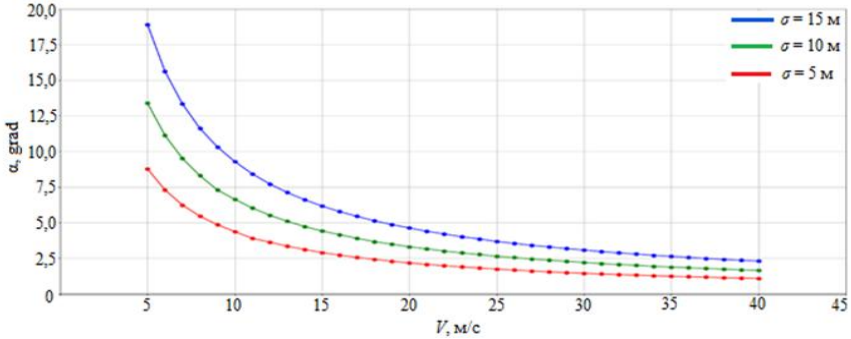


Рис. 3

Также была получена аппроксиматическая зависимость путем полиномиальной интерполяции:

$$\sigma_к = \frac{1}{VT_0}(0.86\sigma^2 + 10\sigma + 136.63), \qquad (2)$$

где V – скорость объекта.

Результаты натурного эксперимента

На рис. 4 представлены результат работы алгоритма по реальной трассовой обстановке.

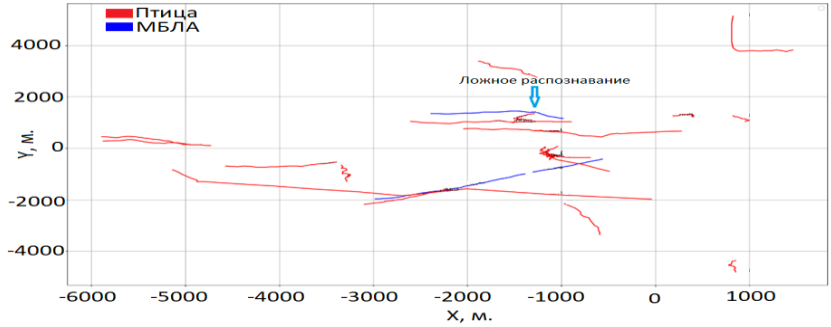


Рис. 4

На рис. 5 приведены графики зависимости вероятности правильного распознавания МБПЛА от СКО измерения координат (X,Y) для различных значений времени (темпа) обновления информации (0,5 сек., 1 сек., 2 сек., 3 сек.). Также, в [4] представлены результаты работы алгоритма на модельных данных.

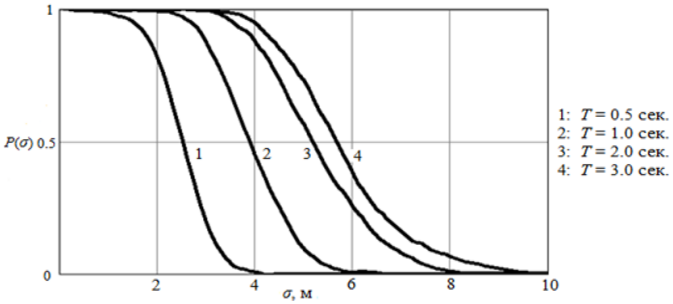


Рис. 5

Заключение

Селекцию малогабаритных БПЛА и птиц предлагается осуществлять по траекторным признакам по трем основным типам траекторий – прямолинейное движение, прямолинейное движение с элементами хаотических траекторий и хаотические траектории. Основные отличия траекторий МБПЛА и птиц имеют место в последних двух типах. На основе этого предположения построены соответствующие модели движения птиц, сочетающие гауссовский процесс и процесс случайных блужданий.

Исходя из предложенных моделей движения, разработаны алгоритм определения маневра малогабаритного ВО. Соотношение количества маневров указывает на принадлежность траектории к МБПЛА или птице.

Имитационное моделирование различных траекторий показало возможность определения типа воздушного объекта в соответствии с разработанными алгоритмами. Время распознавания типа объекта составляет 10-20 обзоров РЛС.

[1] Диневич Л.А. // Наука. Инновации. Технологии. 2014. № 1 (5). С. 7.
[2] Dinevich L. // The Ring. 2007. № 29, 1-2. P. 3.
[3] Лозовский И.Ф. // Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП. Труды XIV Международной научно-технической конференции. В 8-ми томах. 2018. С. 210.
[4] Фитасов Е.С., Пальгуев Д.А., Борзов А.Б., Васильев Д.А., Носкова О.С., Пиунов К.Н. // В кн.: Труды XXV научной конференции по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 235.

СПОСОБ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ НЕРЕГУЛЯРНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ МАЛОСКОРОСТНЫХ ЦЕЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ

А.В. Волков

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

В настоящее время все более активно применяются малоразмерные беспилотные летательные аппараты (БПЛА). В силу конструктивных особенностей и летно-технических характеристик они способны осуществлять групповой полет на предельно малых высотах (ПМВ) $H_{\text{ц}} = 200$м с малой скоростью под прикрытием отражений от местных предметов и подстилающей поверхности. С учетом ПМВ полета расчетная дальность обнаружения цели с эффективной площадью рассеивания $\sigma_{\text{ц}} = 0.01$ м^2 составляет приблизительно 14 км. С другой стороны, современные импульсно-доплеровские радиолокационные станции (ИД РЛС) не способны обнаружить цель типа «мини-БПЛА» на предельно малых высотах на рубежах, обеспечивающих своевременное воздействие по ним, ввиду интенсивных отражений от местных предметов и подстилающей поверхности. Расчеты показали, что в случае наличия мощной пассивной помехи (ПП), превышающей уровень полезного сигнала на 10 дБ, эффективность обнаружения цели значительно снижается ввиду высокой вероятности ложной тревоги $F_{\text{ЛТ}} \approx 0{,}8$.

Очевидно, что для снижения мощности помехи необходимо проводить ее селекцию по пространственному, временному или частотному признаку. Основные положения таких видов селекции хорошо проработаны в трудах отечественных и зарубежных ученых [1,2,3]. Временная и частотная селекция включают в себя ряд ситуативно эффективных решений, зависящих от вида сигнала, его обработки, целевой и помеховой обстановки. Так, применением систем СДЦ возможно добиться подавления ПП вплоть до -120…-130 дБ при обнаружении скоростной цели с использованием когерентной пачки радиоимпульсов с высокой скважностью [2, 3]. Детально эти способы рассматриваться не будут, лишь отметим, что при обнаружении малоскоростной цели их эффективность может значительно снижаться вплоть до пропуска полезного сигнала. Также известен ряд решений по пространственной селекции ПП, основанных на адаптивном построении диаграммы направленности антенны с провалами в нижней кромке, анализе корреляционной матрицы помех и прочие, применение которых в ИД РЛС сопряжено со значительным изменением или усложнением аппаратуры, что препятствует их применению в уже существующих образцах.

Сами же пассивные помехи (а именно непреднамеренные) также достаточно полно изучены [1, 3, 4]. Известно, что мощность пассивной помехи пропорциональна размеру (объему или площади) элемента разрешения, тогда как мощность сигнала от цели не изменяется. В свою очередь, размер элемента разрешения определяется соответствующими разрешающими способностями по дальности, скорости и угловым координатам. Стоит отметить, что при уменьшении разрешаемого объема общая мощность ПП остается неизменной, улучшается лишь отношение «сигнал-помеха» в конкретном элементе разрешения, что приводит к улучшению наблюдаемости полезного сигнала на фоне помехи [3]. Высокие разрешающие способности также позволят

более качественно разрешать группу БПЛА, что положительно сказывается на показателях качества обнаружения ИД РЛС.

Проанализировав изложенное, можно сделать ряд выводов:

1) Обнаружение МВ целей непременно сопряжено с маскированием полезного сигнала пассивной помехой, мощность которой значительно превышает полезный сигнал.
2) В РЛС должно быть реализовано устройство подавления ПП для значительного снижения мощности мешающих отражений для обеспечения показателей качества обнаружения на потребном уровне. Временная и частотная селекция малоскоростных целей затруднена ввиду малых отличий в структуре полезного и мешающего сигнала. Осуществление пространственной селекции низколетящей цели сопровождается рядом сложностей, ограничений и снижений эффективности работы РЛС.
3) РЛС должна обладать высокими мерами разрешения по дальности и скорости и минимальной длительностью обзора углового направления для обеспечения возможности разбора групповой цели и улучшения наблюдаемости полезного сигнала на фоне ПП.

Ранее было указано, что при всем многообразии устройств СДЦ, их конкретный вид и принцип работы непосредственно зависят от выбранного разработчиком зондирующего сигнала, его структуры и параметров модуляции. В свою очередь тип сигнала также выбирается разработчиком для конкретной помехово-целевой обстановки [2]. Для обнаружения малоскоростных целей на фоне пассивных помех можно использовать сигнал с низкой частотой повторения импульсов и высокой скважностью при условии их согласования с дальностью и скоростью обнаруживаемых целей [3]. Недостатками такого типа сигнала является большая протяженность и неглубокая зона подавления ПП, также остается необходимость устранения неоднозначности измерений и «слепых» дальности и скорости. От этих недостатков в значительной степени избавлены сигналы с вобуляцией периода или частоты повторения импульсов. Традиционно под вобуляцией подразумевается плавное изменение параметра по определенному закону.

Исследованию сигналов с вобуляцией частоты или периода повторения импульсов и их применению посвящено значительное количество работ. Помимо устранения неоднозначности измерений, такие импульсные последовательности обладают возможностью варьирования своих параметров для достижения требуемого вида автокорреляционной функции (АКФ). Так в работе [6] была получена АКФ субоптимального вида, имеющая постоянный низкий уровень боковых лепестков $1/N_{\text{имп}}$. Достижение такой структуры АКФ возможно благодаря выполнению условия

$$\Delta T_{i/i+1} \geq \tau_{\text{и}}, \qquad (1)$$

где $\Delta T_{i/i+1}$ – приращение периода повторения между i и $i+1$ импульсами, $\tau_{\text{и}}$ – длительность импульса.

АКФ (рис. 1) и спектр (рис. 2) такой нерегулярной импульсной последовательности (НИП) с линейной вобуляцией периода повторения импульсов представлены ниже. Также на графиках отмечены уровнии боковых лепестков АКФ и спектра, а также ширина и глубина зоны подавления ПП.

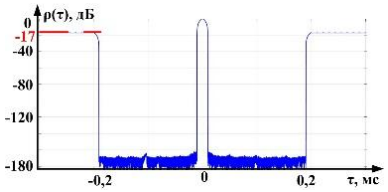


Рис. 1

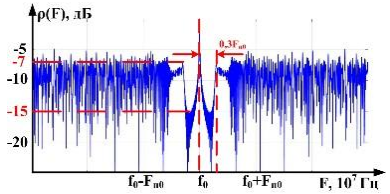


Рис. 2

К достоинствам такого сигнала стоит отнести однозначность измерений дальности и скорости, отсутствие «слепых» дальности и скорости, постоянный уровень БЛ АКФ, высокое разрешение по частоте и потенциально по дальности. Однако приращение периода повторения импульсов влечет за собой высокую протяженность сигнала и сильное сужение зоны подавления ПП, что может не соответствовать техническим ограничениям и помехово-целевой обстановке.

Проведенные исследования позволили сформировать способ параметрической оптимизации НИП с линейной вобуляцией ЧПИ, который позволяет получить требуемую структуру АКФ и спектра и включает в себя следующие операции:

1) Определение частоты повторения i-го импульса последовательности в соответствии с заданным законом изменения.

$$F_{\text{п}\,i} = F_0 + \Delta F\frac{i}{N_T}\,, i = [0, N_T]. \tag{2}$$

2) Определение периода повторения i-го импульса последовательности в соответствии с заданным законом изменения.

$$T_{\text{п}\,i} = \frac{N_T}{N_T F_0 + i\Delta F}. \tag{3}$$

3) Определения приращения ППИ.

$$\Delta T_{i/i-1} = T_{\text{п}\,i} - T_{\text{п}(\,i+1)} \approx \frac{N_T \Delta F}{(N_T F_0 + i\Delta F)^2} \text{ при } i\Delta F \ll N_T F_0. \tag{4}$$

4) Проверка выполнения условия

$$\Delta T_{i/i+1} \geq \tau_{\text{и}}. \tag{5}$$

5) Вычисление оптимального приращения ЧПИ

$$\Delta F = \frac{\tau_{\text{и}} N_T {F_0}^2}{1 - 2\tau_{\text{и}} F_0 i} \text{ при } i^2\Delta F^2 \ll {N_T}^2 {F_0}^2, i^2\Delta F^2 \ll N_T F_0 i\Delta F. \tag{6}$$

6) Проверка выполнения принятых допущений.

$$i\Delta F \ll N_T F_0, i^2\Delta F^2 \ll {N_T}^2 {F_0}^2, i^2\Delta F^2 \ll N_T F_0 i\Delta F, \tag{7}$$

где $F_{\text{п}\,i}$ – частота повторения i-го импульса последовательности, F_0 – начальная частота повторения импульсов (ЧПИ), ΔF – приращение ЧПИ между соседними импульсами последовательности, N_T – количество импульсов в последовательности, $T_{\text{п}\,i}$ – период повторения i-го импульса последовательности.

Для отыскания требуемой ΔF необходимо условиться значениями длительности импульса, количеством импульсов в последовательности и начальной частотой повторения импульсов. Значения этих величин целесообразно выбирать исходя из целевой и помеховой обстановки, требований и ограничений к ИД РЛС [7]. Отдельно хочется обратить внимание на величину $\tau_и$: так как с приращением периода повторения сравнивается длительность импульса на выходе устройства согласованной обработки, то появляется возможность использования сигналов со сжатием (к примеру ЛЧМ). Благодаря этой особенности появляется возможность обеспечения необходимой энергетики сигнала, высокого разрешения по дальности с сохранением субоптимальной структуры НИП. АКФ (рис. 3) и спектр (рис. 4) оптимизированной НИП с $N_T = 50$, $F_0 = 5$кГц, $\tau_и = 10$мкс, $\Delta f_{дев} = 10$МГц представлены ниже.

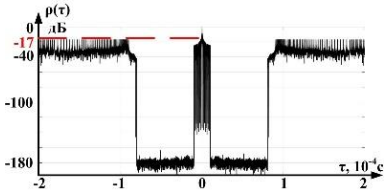


Рис. 3

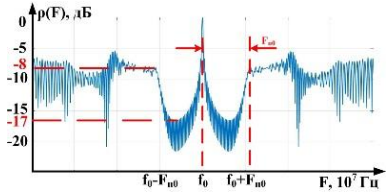


Рис. 4

Оптимизированная НИП с вобуляцией ЧПИ обладает одновременно высоким разрешением по дальности (15 м) и скорости (5 м/с) при отсутствии слепых дальностей, скоростей, неоднозначности дальностных и скоростных измерений и обеспечивает обнаружение цели за один просмотр углового направления за приемлемое время (6,5 мс).

Разработанный способ параметрической оптимизации НИП позволяет снизить длительность цикла зондирования 3,44 раза (6,5 мс против 22,4 мс) и расширить зону подавления помех в частотной плоскости в 3 раза (5 кГц против 1,7 кГц) по сравнению с прототипом.

[1] Сколник М.И. Справочник по радиолокации. В 4-х томах. Том 1: Основы радиолокации (пер. с англ. под общей ред. К.Н. Трофимова). – М.: Сов. Радио, 1976, 456 с.
[2] Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы. Пер. с английского под ред. В. Кельзона. – М.: Советское радио, 1971, 568 с.
[3] Бакулев П.А, Степин В.М. Методы и устройства селекции движущихся целей. – М.: Радио и связь, 1986, 288 с.
[4] Трухачев А.А. Радиолокационный сигналы и их применения. – М.: Воениздат, 2005, 320 с.
[5] Слока В.К. Вопросы обработки радиолокационных сигналов. – М.: Сов. Радио, 1970, 256 с.
[6] Цифровая обработка сигналов в многофункциональных радиолокаторах. Методы. Алгоритмы. Аппаратура. Коллективная монография / Под ред. Г.В. Зайцева. – М.: Радиотехника, 2015, 376 с.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ КАЧЕСТВА ОБНАРУЖЕНИЯ МАЛОМОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ СРЕДСТВ КОГЕРЕНТНО-ИМПУЛЬСНОГО ТИПА

И.А. Баландин

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Анализ локальных войн, военных конфликтов и учений, проводимых США и странами–участниками блока НАТО, а также сообщения зарубежной печати свидетельствуют об исключительной роли, которая отводится тактике преодоления системы ПВО на малых и предельно малых высотах. Считается, что данный способ в сочетании с постановкой радиоэлектронных помех средствам радиолокационной разведки позволяет добиваться ключевого превосходства над системой ПВО противника [1].

Для повышения эффективности получения радиолокационной информации современные радиолокационные комплексы в дополнение к активным радиолокационным системами, оснащаются широкодиапазонными средствами пассивной локации (СПЛ). Это позволяет решать радиолокационные задачи путем обнаружения излучения бортовых радиоэлектронных систем (РЭС) средств воздушного нападения (СВН) [2, 3].

Большинство СВН для обеспечения полета в режиме огибания рельефа местности оснащаются корреляционно-экстремальными и другими радионавигационными устройствами когерентно-импульсного типа [4]. Своевременное обнаружение излучения таких устройств позволит обеспечить радиолокационной информацией огневые средства ПВО. Алгоритмы пассивной локации, применяющиеся в СПЛ, решают частные задачи обнаружения сигналов бортовых РЭС. Основным условием их работы является наличие мощного сигнала от источника излучения на входе приемного модуля. Применение таких методов слабоэффективно при обнаружении маломощных сигналов РЭС когерентно-импульсного типа на требуемых для выдачи радиолокационной информации дальностях.

Таким образом, оценка путей повышения качества обнаружения маломощных сигналов РЭС когерентно-импульсного типа средствами пассивной локации, позволяющих разработать методики, обеспечивающие своевременное обнаружение и выдачу потребителям радиолокационной информации по СВН, летящим на малых и предельно малых высотах, является актуальной задачей.

Особую значимость это приобретает в условиях совершенствования технологии «Stealth», а также увеличения дальностей действия и скоростей полета тактических, и оперативно-тактических крылатых ракет [1].

Целью настоящей статьи является анализ и оценка возможных путей повышения качества обнаружения маломощного излучения РЭС когерентно-импульсного типа СПЛ.

Для проведения анализа зададимся:

- типовыми характеристиками приёмных устройств СПЛ: коэффициент усиления антенны – $G_{\text{спл}}(\theta,\varepsilon) \approx 10$ дБ; чувствительность приемника $P_{\text{рм min}} \approx 10^{-14}$ Вт; условная вероятность ложной тревоги $F_{\text{лт}} = 10^{-6}$ [5];
- типовыми характеристиками излучения импульсных радиовысотомеров: частота несущего колебания – $f_0 = 4{,}3$ ГГц; длительность импульса – $\tau_{\text{и}} = 100$ нс; пе-

риод следования импульсов – $T_{\text{п}} = 0{,}1$ мс; мощность излучения $P_{\text{ири}} = 1$ Вт, коэффициент усиления антенны в направлении на СПЛ $G_{\text{ири}}(\theta,\varepsilon) = -27$ дБ [4].

Выразим из уравнения дальности радиосвязи (1) ОСШ на входе устройства принятия решения (УПР) СПЛ ($q_{\text{вх}}$) с учетом особенностей обработки сигналов когерентным (согласованным) $q_{\text{вхК}}$ (2), СПЛ энергетическим $q_{\text{вхЭ}}$ (3), автокорреляционным $q_{\text{вхА}}$ (4) и взаимокорреляционным методами обнаружения $q_{\text{вхВ}}$ (5).

$$q_{\text{вх}} = \frac{P_{\text{ири}} G_{\text{ири}}(\beta,\varepsilon) G_{\text{рм}}(\beta,\varepsilon) L \lambda^2}{(4\pi)^2 P_{\text{рм min}} r^2}, \quad (1)$$

$$q_{\text{вхК}} = \sqrt{2} q_{\text{вх}}^2 \sqrt{2\Delta f_R T_{\text{н}}}, \quad (2)$$

$$q_{\text{вхЭ}} = \frac{q_{\text{вх}}^2 \sqrt{2\Delta f_R T_{\text{н}}}}{\sqrt{1 + 2q_{\text{вх}}^2}}, \quad (3)$$

$$q_{\text{вхА}} = \frac{q_{\text{вх}}^2 \sqrt{2\Delta f_R T_{\text{н}}}\cos(\omega_s \tau_1)}{\sqrt{K_2^2[1+\text{sinc}(2\pi\Delta f_R \tau_1)\cos(2\omega_s\tau_1)] + 2q_{\text{вх}}^2[1+\text{sinc}(2\pi\Delta f_R\tau_1)\cos(2\omega_n\tau_1)]}}, \quad (4)$$

$$q_{\text{вхВ}} = \frac{q_{\text{вх}}^2 \sqrt{2\Delta f_R T_{\text{н}}}\cos(\omega_s \Delta\tau)}{\sqrt{1 + 2q_{\text{вх}}^2}}. \quad (5)$$

В формулах (1) – (5) применяются следующие обозначения: L – коэффициент потерь в устройствах радиотракта и среде распространения; λ – длина волны; r – дальность до источника излучения; $\Delta f_{\text{п}}$ – полоса пропускания приемника СПЛ; $T_{\text{н}}$ – время накопления; ω_s – центральная частота сигнала, $\Delta\tau$ – время рассогласования между каналами. Выражения (1) – (5) пригодны для расчетов при отсутствии априорных сведений о длительности импульсов, в этом случае потери $q_{\text{выхА(В,Э)}}$ будут составлять $B_n = (\tau_{\text{и}}/T_{\text{н}})^{1/2}$ [6].

На рис. 1 представлена зависимость ОСШ на входе устройства принятия решения СПЛ от дальности до источника излучения (B_n=0,03).

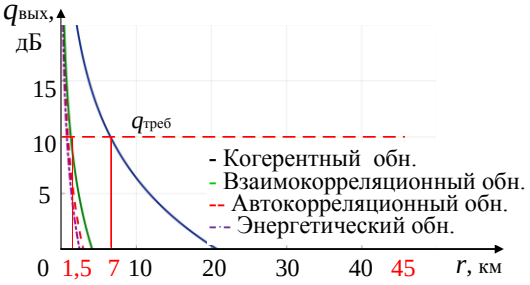


Рис. 1

Расчет возможности обнаружения источника маломощного излучения при регистрации одиночного импульса показывает, что на сегодняшний день технические решения, применяемые в СПЛ, не позволяют обеспечить вскрытие маломощных сигналов РЭС когерентно-импульсного типа на дальности соответствующей рубежу

выдачи радиолокационной информации (~45 км), по причине недостаточного ОСШ на входе устройства принятия решения СПЛ [9].

Из выражения (1) следует, что повысить ОСШ возможно за счет увеличения коэффициента усиления антенны СПЛ и повышения чувствительности приемника, однако требования к конструкции СПЛ не позволяют изменять указанные параметры, а увеличение чувствительности приведет к неоправданному увеличению общего потока принимаемых сигналов и вычислительным перегрузкам на этапе вторичной обработки.

Известно, что когерентное суммирование улучшает ОСШ на входе УПР пропорционально количеству накопленных импульсов ($N_{имп}$) [10]. Таким образом, возможным направлением улучшения ОСШ на входе УПР является накопление энергии разведываемых сигналов. В этой связи потребуется накопление энергии нескольких импульсов последовательности для принятия решения об обнаружении источника их излучения с требуемыми показателями качества.

На рис. 2 изображена зависимость ОСШ от времени накопления при дальности до источника излучения r = 45 км. Расчёт потребного времени накопления показывает, что для обнаружения источника излучения на требуемой дальности при некогерентном накоплении необходимо более 20 с [6, 10]. Однако применение согласованного (когерентного) обнаружителя позволяет достичь требуемого ОСШ при времени накопления ~ 0,001 с, это обеспечивает выдачу радиолокационной информации в соответствии с диаграммой обмена типового СПЛ.

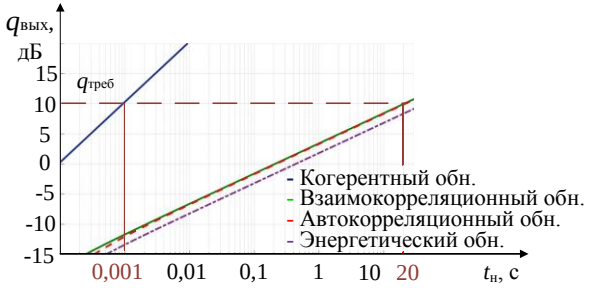


Рис. 2

Практическое применение согласованной обработки в СПЛ осложняется отсутствием опорного сигнала, это компенсируется увеличением количества каналов обработки, как следствие, пропорционально возрастает условная вероятность ложной тревоги. Для минимизации вероятности ложных тревог требуется повышать порог обнаружения, что в рассматриваемом случае ведет к ухудшению характеристик обнаружения до неприемлемых на практике значений [10].

Потребность в значительном времени накопления авто-, взаимокорреляционным и энергетическим методами обнаружения обуславливается интегрированием не только сигналов, но и собственного шума приемника в свободных, от полезного сигнала частотных и временных интервалах.

Таким образом, альтернативным способом повышения эффективности накопления сигналов РЭС когерентно импульсного типа является многоканальный прием,

осуществляющий накопление энергии разведываемых сигналов в частотной и временной областях за счет использования в алгоритме обработки известной структуры разведываемого сигнала. В качестве прототипа такого приемника возможно принять энергетический обнаружитель, в котором после вычисления автокорреляционной функции осуществляется многоканальное стробирование сигнальной составляющей, содержащейся в локальных максимумах [7, 10].

[1] Головизин Н. // Зарубежное военное обозрение. 2016. С. 61.
[2] Ильин Е.М., Климов А.Э., Пащин Н.С. и др. // Вестник СибГУТИ. 2015. № 2. С. 7.
[3] Куприянов А.И., Шустов Л.Н. Радиоэлектронная борьба. Основа теории. – М.: Вузовская книга, 2015, 800 с.
[4] Сосновский А.А., Хаймович И.А., Лутин Э.А. и др. Авиационная радионавигация. Справочник. Под ред. А.А. Сосновского. – М.: Транспорт, 1990, 264 с.
[5] Перунов Ю.М., Фомичев К.И., Юдин Л.М. Радиоэлектронное подавление информационных каналов систем управления оружием. Под ред. Ю. М. Перунова. – М.: Радиотехника, 2008, 416 с.
[6] Дятлов А.П., Дятлов П.А. и др. // Вопросы радиоэлектроники. Серия «Общие вопросы радиоэлектроники». 1998. С. 23.
[7] Радзиевский В.Г., Сирота А.А. Теоретические основы радиоэлектронной разведки: 2-е изд., испр. и доп. (1-е издание «Информационное обеспечение радиоэлектронных систем в условиях конфликта»). – М.: Радиотехника, 2004, 432 с.
[8] Аношко Ю.Г., Ашурбейли И.Р., Балаян О.Р. Справочник офицера воздушно-космической обороны (под ред. С.К. Бурмистрова). – Тверь: ВА ВКО, 2005, 564 с.
[9] Сколник М.И. Справочник по радиолокации. В 4-х томах. Том 1: Основы радиолокации (пер. с англ. под общей ред. К.Н. Трофимова). – М.: Сов. Радио, 1976, 456 с.

СПОСОБ СНИЖЕНИЯ ДИСПЕРСИИ ОШИБОК ОПРЕДЕЛЕНИИ ПЕЛЕНГА В РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМАХ С ФАЗИРОВАННЫМИ АНТЕННЫМИ РЕШЕТКАМИ ПРОХОДНОГО ТИПА И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ОБЛУЧАТЕЛЯМИ С ЦИФРОВЫМ ВЫХОДОМ

Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашников, А.М. Лаврентьев

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Известно, что наличие априорной информации о пеленгах на источники помех позволяет повысить помехоустойчивость радиоэлектронных систем [1]. При этом получение информации о пеленгах источников помех от сторонних средств не всегда возможно, либо сопряжено с низкой точностью этой информации, а пеленгация источников помех путем последовательного обзора пространства требует значительных временных затрат. В тоже время, задача пеленгации источников радиоизлучения известна в радиоэлектронных системах с цифровыми антенными решетками (ЦАР) и решается, например, методами, основанными на анализе корреляционной матрицы сигналов, однако в настоящее время наиболее распространенным типом антенн являются фазированные антенные решетки (ФАР), чаще всего проходного типа [2]. При условии незначительной программно-аппаратной доработки образца радиоэлектронной системы с ФАР проходного типа, заключающейся в применении вспомогательных облучателей с цифровым выходом и получении, таким образом, дополнительных приемных каналов [3] становится возможным использование методов пеленгации осуществляемых в ЦАР. Увеличение числа приемных каналов при наличии одной ФАР приводит к наличию амплитудно-фазовой неидентичности этих каналов. Наличие неидентичности каналов приводит к искажению фазового фронта сигнала, который перестает быть плоским, а отличие фазового фронта от плоского снижает точность пеленгации источников помех [2]. Исходя из этого, возникает необходимость устранения амплитудно-фазовой неидентичности приемных каналов для повышения точности пеленгации источников помех. Таким образом, целью работы является повышение точности пеленгации источников помех.

Для выявления причин возникновения неидентичности каналов рассмотрим упрощенную структурную схему ФАР с дополнительными облучателями с цифровым выходом (рис. 1).

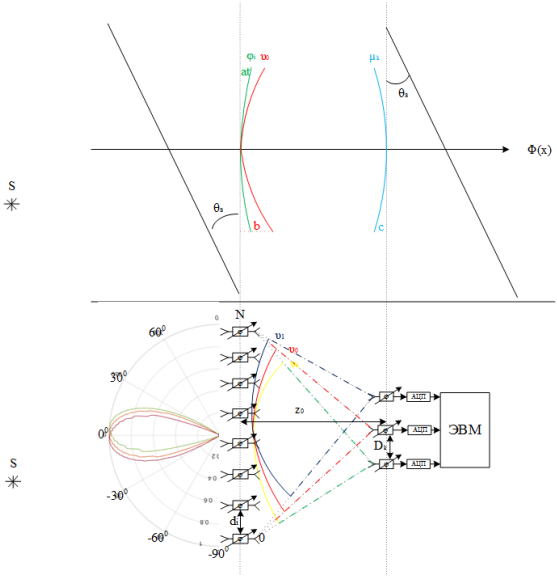


Рис. 1

Из рис. 1 видно, что при прохождении электромагнитной волны сечения ФАР к плоскому фронту волны добавляется фазовое распределение решетки φ_i, а разное расстояние, преодолеваемое волной от каждого элемента решетки до каждого облучателя, формирует дополнительную квадратичную разность хода волн ϑ_l. Введение обратного фазового распределения в сечении облучателей μ_l приведет к компенсации искажения фазового фронта и повышению точности пеленгации.

Рассчитаем характеристику направленности антенной решетки и l-го приемного канала в направлении на источник S:

$$F_l(\theta_s) = \sum_{i=1}^{N} A_{il} e^{j[\varphi_i + \vartheta_l + k d_i \sin(\theta_s)]}, \qquad (1)$$

где $F_l(\theta_s)$ – значение диаграммы направленности антенной системы l-го приемного канала в направлении на источник S; A_{il} – значение амплитуды сигнала в i-ом элементе антенной решетки, принимаемое l-ым каналом; $\varphi_i = k \cdot a \cdot t \cdot {d_i}^2$ – значение фазы тока в i-м элементе антенной решетки, k – волновое число, $k \cdot a$ – отклонение фазы на краю антенной решетки из-за разности хода волн между нулевым облучателем и каждым элементом антенной решетки, t – масштабный коэффициент, характеризующий во сколько раз дополнительное отклонение фазы больше отклонения фазы, приходящее на нулевой облучатель, d_i – межэлементное расстояние в решетке; $\vartheta_l = k(a{d_i}^2 - d_i \tan\frac{D_l}{z_0})$ – значение квадратичного фазового распределения в l-м канале, возникающее из-за разности хода волн между l-м облучателем и каждым элемен-

том антенной решетки; D_l – расстояние между l-ми облучателями, z_0 – расстояние между облучателями и фазированной антенной решеткой.

Определим значение комплексной огибающей сигналов в l-м канале, с учетом компенсации квадратичной разности фаз сигналов в каналах применением противоположного квадратичного фазового распределения на решетке облучателей:

$$Y_l(t) = \left[\sum_{s=1}^{K} X_s(t)F_l(\theta_s) + n_l(t)\right] e^{-j\mu_l}, \quad (2)$$

где $X_s(t)$ – значение комплексной огибающей S-го сигнала; $n_l(t)$ – собственный шум в l-м канале; $\mu_l = k \cdot c \cdot {D_l}^2$ – значение фазы l-го канала, компенсирующее квадратичную разность фаз; $k \cdot c$ – отклонение фазы на краю антенной решетки приемных каналов.

Имея матрицу сигналов можно построить пространственный спектр принимаемого волнового фронта, воспользовавшись известными методами, основанными на анализе корреляционной матрицы сигналов, например, алгоритмом Кейпона [2]:

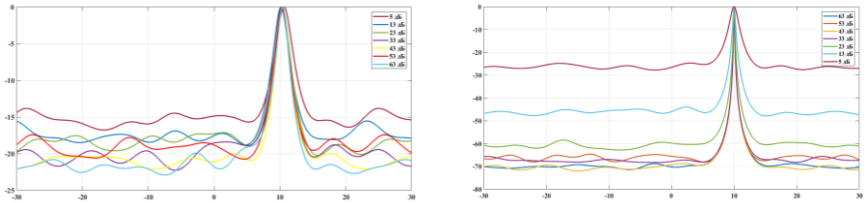
$$Q(\beta) = \frac{1}{\mathbf{V}(\beta)^H \mathbf{R}^{-1} \mathbf{V}(\beta)}, \quad (3)$$

где $\mathbf{V}(\beta) = e^{-j(k\vec{D}\sin(\beta))}$ – вектор-гипотеза; $\mathbf{R}^{-1}$ – обратная корреляционная матрица помех.

Положение максимумов спектральных составляющих будет соответствовать пеленгу источника помех.

Для проверки способа снижения ошибок определения пеленга в радиоэлектронных системах с ФАР проходного типа и дополнительными облучателями с цифровым выходом была разработана модель, реализованная в пакете прикладных программ Matlab. При моделировании использовались параметры современной радиолокационной системы и девятью дополнительными облучателями в виде линейной решетки на эквидистантном расстоянии в 5λ. При этом источник помех с пеленгом в 10° формирует прямошумовую помеху, обеспечивающую отношение помеха/шум в канале от 5 до 63 дБ, количество отсчетов для оценки корреляционной матрицы помех равно $10 \cdot L$, где L – количество облучателей.

На рис. 2 приведен пространственный спектр при отсутствии (а) и наличии (б) компенсации квадратичной разности фаз μ_l.



а) б)

Рис. 2

Положение максимума спектральной составляющей соответствует пеленгу на источник помех, которое по результатам 10000 опытов равно 10°, что соответствует смоделированному, при этом значения дисперсии ошибок приведены в таблице.

Табл.

	5 дБ	13 дБ	23 дБ	33 дБ	43 дБ	53 дБ
$\sigma_\beta{}^2$ а)	0.132°	0.118°	0.104°	0.085°	0.082°	0.079°
$\sigma_\beta{}^2$ б)	0.0714°	$3.73*10^{-3}$°	$8.86*10^{-4}$°	$2.76*10^{-4}$°	$2.62*10^{-4}$°	$2.61*10^{-4}$°

Из значений таблицы видно, что введение квадратичного фазового распределения μ_l в сечении облучателей, компенсирующего фазовую неидентичность каналов, приводит к снижению дисперсии ошибок пеленгации в 1.84 раза.

Таким образом, разработанный способ минимизации дисперсии ошибок определения пеленга в радиоэлектронных системах с фазированными антенными решетками проходного типа и дополнительными облучателями с цифровым выходом при применении методов пеленгации, основанных на анализе корреляционной матрицы сигналов, учитывает квадратичную разность фаз в каналах μ_l, и позволяет снизить дисперсию ошибок измерения в 1.84 раза.

[1] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981, 416 с.

[2] Ратынский М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках. – М.: Радио и связь, 2003, 200 с.

[3] Калашников Р.В., Лаврентьев А.М. // В кн.: Материалы международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий – РЭУС-2018». 11-12 мая 2018 г. – Москва, 2018. С. 65.

АНАЛИЗ ОЦЕНКИ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ МОДУЛИРОВАННОЙ АКТИВНОЙ ШУМОВОЙ ПОМЕХИ В РЛС

В.В. Насонов

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Проблеме защиты от активных шумовых помех посвящено множество работ, в которых достаточно полно рассмотрены вопросы и представлены технические решения по автокомпенсации последствий деструктивного воздействия активных помех. Следует, заметить, что никакое устройство (способ) для подавления активных шумовых помех в радиолокационной станции (РЛС) не является универсальным. Каждое устройство (способ) защиты позволяет эффективно бороться только с каким-то одним видом активных шумовых помех и является менее эффективным или вовсе непригодным для борьбы с другими видами активных шумовых помех [1]. Поэтому возникает необходимость провести отличие вида активных шумовых помех в канале приема и обработки радиолокационных сигналов, основанной на некоторой количественной оценке для эффективной защиты от их воздействия. В качестве примера рассмотрим вид помех – модулированные активные шумовые помехи. В работах [2 – 4] предложен метод оценки степени когерентности радиолокационных сигналов основанный на количественной мере степени когерентности сигналов в виде энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы. Поэтому становятся актуальными, с практической точки зрения, задачи синтеза алгоритмов, требующих учет когерентных свойств модулированных активных шумовых помех, поступающих на вход приемного канала РЛС.

Применим метод оценки энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы для оценки степени когерентности прицельных и заградительных активных шумовых помех (АШП) в приемном устройстве РЛС. Данную статью можно рассматривать как, продолжение и развитее работы [4].

В РЛС точное значение корреляционной матрицы неизвестно, поэтому используют её максимально правдоподобную оценку в соответствии с выражением [5]

$$\mathbf{\Phi} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^{N} \mathbf{Y}(i) \cdot \mathbf{Y}^{H}(i),$$

где $Y(i)$ – вектор процесса, принимаемый в $i-$й момент времени; N – количество отсчетов, по которым усредняется корреляционная матрица **Ф**.

Корреляционная матрица суммы сигнала и собственного шума единичной мощности соответствует

$$\mathbf{\Phi} = \mathbf{R} + \mathbf{I}. \qquad (1)$$

Полученная матрица **Ф** является эрмитовой и неотрицательно определенной, матрица (1) имеет ортонормированную систему собственных векторов $\mathbf{U}_1,\ldots,\mathbf{U}_N$ и совокупность соответствующих этим векторам неотрицательных собственных значений $\lambda_1,\ldots,\lambda_N$ [6].

Нормированные собственные значения матрицы **Ф** определяются как

$$\lambda_{0i} = \frac{\lambda_i}{\mathrm{Sp}\mathbf{R}},$$

где Sp**R** – след (сумма диагональных элементов) матрицы **R**, который характеризует среднюю энергию сигнала; λ_i – неотрицательные собственные значения корреляционной матрицы.

Поскольку след матрицы равен сумме ее собственных значений, то справедливо равенство

$$\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i} = 1. \qquad (2)$$

Совокупность нормированных собственных значений (2) можно интерпретировать как закон статистического распределения энергии сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы.

В качестве меры когерентности в работе [2] было предложено использовать распределение энергии сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы:

$$H = -\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i} \ln(\lambda_{0i}).$$

В случае стохастического сигнала с равными по мощности и некоррелированными компонентами (белый шум) корреляционная матрица является диагональной с равными между собой элементами главной диагонали. Нормированные собственные значения удовлетворяют при этом соотношениям

$$\lambda_{01} = \cdots = \lambda_{0N} = \frac{1}{N},$$

а энтропия распределения энергии сигнала равна

$$H = \ln(N).$$

Наибольшее распространение в технике радиоэлектронного подавления получили активные помехи с амплитудной, частотной и фазовой модуляцией, математические модели которых представлены выражениями [7, 8]

$$S_{\text{АМП}}(t) = S\big(1 + k\Delta U_{моо}(t)\big) \cdot \cos(\omega_0 t),$$

где S – амплитуда колебаний; k – крутизна модуляционной характеристики передатчика; $\Delta U_{\text{мод}}(t)$ – модулирующее напряжение генератора шума; ω_0 – несущая частота;

$$S_{\text{чМП}}(t) = S \cdot \cos\left(2\pi f_0 t + 2\pi \int_0^t \Delta f(\xi) d(\xi) + \varphi_0\right),$$

где f_0 – среднее значение высокой частоты; $\Delta f(t) = k\Delta U_{\text{мод}}(t)$ – случайное изменение частоты колебаний; φ_0 – значение фазы;

$$S_{\text{ФМП}}(t) = S \cdot \cos\big(\omega_0 t + \Delta\varphi u_{\text{ш}}(t)\big),$$

где $\Delta\varphi$ – индекс фазовой модуляции; $u_{\text{ш}}(t)$ – модулирующее напряжение.

На рисунке представлены зависимости распределения энтропии от ее ширины спектра модулированной активной шумовой помехи и полосы пропускания приемного канала. Кривые Н1 соответствуют АШП с частотной модуляцией шума, кривые Н2 – амплитудной модуляции шума, кривые Н3 – фазовой модуляции шума. При коэффициенте равном 1 полоса пропускания приемного устройства считалась широкой, а при 0,1 – узкой.

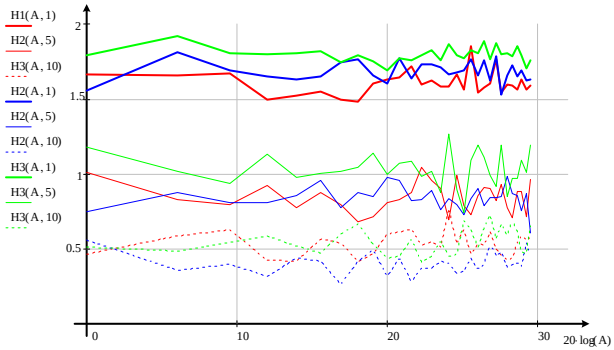


Рис.

При увеличении отношения помеха/шум и различных значениях полосы пропускания минимальное значение энтропии будет стремиться не к нулю, а к значению:

$$H_{\text{ШП}}^{min} = -\sum_{i=1}^{M} \lambda_{0i} \ln(\lambda_{0i}),$$

которое будет определяться значениями M отличных от нуля собственных чисел корреляционной матрицы помехи **M**, которые в свою очередь будут зависеть от ширины спектра помехи $f_{\text{АШП}}$.

Полученная оценка и проведенный анализ степени когерентности модулированной активной шумовой помехи на основе анализа распределения энергии сигнала по собственным числам корреляционной матрицы позволила придать когерентным свойствам АШП количественную и информативно ёмкую оценку. Представленные результаты по оценке степени когерентности модулированных активных шумовых помех в приложении задач радиолокации представляется возможным распространить и на более широкий класс радиотехнических задач.

[1] Тяпкин В.Н., Фомин А.Н., Гарин Е.Н. и др. Основы построения радиолокационных станций радиотехнических войск. – Москва: ИНФРА-М; Красноярск: Сиб. федер. ун-т. 2017, 536 с.
[2] Михеев П.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 1. С. 82.
[3] Орлов И.Я., Фитасов Е.С., Ивлев Д.Н., Козлов С.А. // Антенны. 2017. № 3. С. 31.
[4] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.
[5] Ширман Я.Д. Теоретические основы радиолокации. Учебное пособие для вузов. – М.: Сов. радио, 1970, 560 с.
[6] Ланкастер П. Теория матриц. – М.: Наука, 1982, 272 с.
[7] Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы : учебник для вузов. – 4-е изд. перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1986, 512 с.
[8] Защита от радиопомех. Под ред. М. В. Максимова. – М.: Сов. радио, 1976, 496 с.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА ХЛОРОФОРМА В 2-МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

А.И. Майоров[1)], М.Б. Черняева[1, 2)], В.А. Анфертьев[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИФМ РАН

Введение

В ИФМ РАН проводятся параллельные измерения состава метаболитов биологических тканей с помощью хроматографа, где для пробоподготовки образца используется растворитель, и спектрометра. Хлороформ (CHCl3) является одним из используемых растворителей. Современные спектроскопические базы открытого доступа [1, 2] данных содержат информацию о спектральных характеристиках для большого количества органических и неорганических молекул, но в большинстве своем это молекулы с небольшой молекулярной массой. Для хлороформа данные в них отсутствуют. Поэтому задача идентификации состава многокомпонентной газовой смеси неизвестного содержания, но содержащей хлороформ, крайне затруднительна.

Целью работы являлось теоретическое и экспериментальное исследование спектра хлороформа в 2-х миллиметровом диапазоне длин волн с помощью спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения.

Методы и подходы

Чтобы получить спектр метаболитов для образца, части которого исследуются кроме спектрометра на хроматографе, нужно знать спектр чистого растворителя, в данном случае хлороформа, и вычесть его из общего спектра. В литературном источнике [3] были приведены частоты линий поглощения для разных состояний хлороформа, но спектроскопические данные были не полными.

Для моделирования спектроскопических данных была написана программа на языке Python, которая позволяет вычислить частоты вращательных переходов для симметричного волчка в выбранном частотном диапазоне.

Для работы программы использовались следующие входные данные:

1) границы диапазона частот;
2) вращательные константы молекулы.

Молекула $CHCl_3$ – симметричный волчок. При расчете частоты уровни выбираются в соответствии с правилом отбора [4], согласно которому переходы межу уровнями энергии симметричного волчка возможны только в том случае, если:

$$\Delta J = \pm 1, \qquad \Delta K = 0. \tag{1}$$

Частота вращательного перехода для симметричного волчка с учётов влияния центробежного возмущения определяется по следующей формуле [4]:

$$\nu = 2 \cdot (J+1) \cdot \left(B - D_{JK} \cdot K^2\right) - 4 \cdot D_J \cdot (J+1)^3, \tag{2}$$

где B – вращательная постоянная, D_{JK} и D_J – постоянные центробежного возмущения, J – вращательное квантовое число, K – квантовое число проекции момента количества движения молекулы на ось молекулы.

Проведение расчёта спектра хлороформа

Расчёты проводились для шести видов вращательных констант [3] молекулы хлороформа (табл. 1).

Табл. 1

Основные состояния		
Константы № 1	Константы № 2	Константы № 3
B = 3302,0745534 МГц D_J = 1,5090025 кГц D_{JK} = -2,5125793 кГц	B = 3302,0756435 МГц D_J = 1,5111726 кГц D_{JK} = -2,5172595 кГц	B = 3302,0758712 МГц D_J = 1,51171666 кГц D_{JK} = -2,5175720 кГц
Возбужденные колебательные состояния		
v3	2v3	v2
B = 3299,7682499 МГц D_J = 1,5097779 кГц D_{JK} = -2,507466 кГц	B = 3297,5147373 МГц D_J = 1,5100 кГц D_{JK} = -2,40643 кГц	B = 3302,0758712 МГц D_J = 1,5100 кГц D_{JK} = -2,44642 кГц

Табл. 2 содержит смоделированные значения частот в районе 118 ГГц и данные из статьи [3], а также отклонение рассчитанного значения от литературных данных Δf для основного состояния

Табл. 2

J	K	f, МГц [3]	f, МГц (Набор №1)	Δf, МГц	f, МГц (Набор №2)	Δf, МГц	f, МГц (Набор №3)	Δf, МГц
17	0	118839,624	118839,481	0,143	118839,47	0,154	118839,466	0,158
17	1	118839,624	118839,572	0,052	118839,561	0,063	118839,556	0,068
17	2	118839,888	118839,843	0,045	118839,833	0,055	118839,828	0,06
17	3	118840,3	118840,295	0,005	118840,286	0,014	118840,281	0,019
17	4	118840,92	118840,929	0,009	118840,92	0	118840,916	0,004
17	5	118841,72	118841,743	0,023	118841,736	0,016	118841,731	0,011
17	6	118842,71	118842,738	0,028	118842,732	0,022	118842,728	0,018
17	7	118843,92	118843,914	0,006	118843,91	0,01	118843,907	0,013
17	8	118845,26	118845,27	0,01	118845,27	0,01	118845,266	0,006
17	9	118846,84	118846,808	0,032	118846,81	0,03	118846,807	0,033
17	10	118848,6	118848,527	0,073	118848,532	0,068	118848,529	0,071
17	11	118850,44	118850,426	0,014	118850,435	0,005	118850,432	0,008
17	12	118852,51	118852,507	0,003	118852,52	0,01	118852,517	0,007
17	13	118854,85	118854,768	0,143	118854,785	0,154	118854,782	0,158

На рис. 1 представлены относительные погрешности вычисления этих частот, относительно данных в литературе [3]. По абсолютным погрешностям можно сказать, что эти расхождения меньше ширины линии, которая в нашем диапазоне (118-178 ГГц) составляет от 1-1,2 МГц, и при рабочем давлении ($5 \cdot 10^{-2}$ мбар), поэтому эта точность достаточная для поиска линий в экспериментальном спектре. Из табл. 2 следует, что наименьшее отклонение от данных из статьи даёт первый набор констант, поэтому для идентификации линий в основном состоянии использованы значения частот, полученные с этими константами.

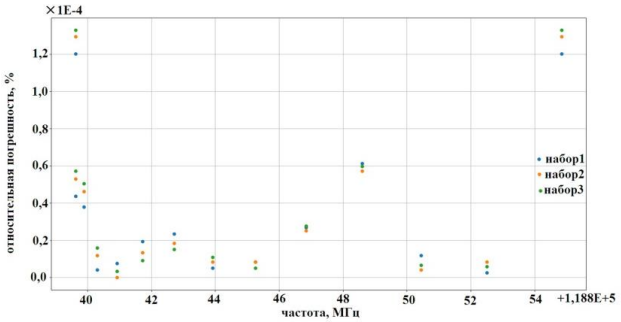


Рис. 1

В табл. 3 представлены частоты вращательных переходов для возбужденных колебательных состояний. При анализе результатов из табл. 3 следует, что константы этих групп дают хорошие совпадения, и их можно использовать для идентификации экспериментальных линий.

Табл. 3

J	*K*	*f*, МГц [3]	*f*, МГц (Набор v3)	Δ*f*, МГц	*f*, МГц [3]	*f*, МГц (Набор 2v3)	Δ*f*, МГц	*f*, МГц [3]	*f*, МГц (Набор v2)	Δ*f*, МГц
17	0	118756,476	118756,436	0,04	118675,38	118675,305	0,075	118887,816	118839,506	48,31
17	1	118756,476	118756,527	0,051	118675,38	118675,391	0,011	118887,816	118839,594	48,22
17	2	118756,776	118756,797	0,021	-	118675,651	-	118888,14	118839,858	48,282
17	3	118757,16	118757,249	0,089	118676,06	118676,084	0,024	118888,572	118840,298	48,274
17	4	118757,916	118757,881	0,035	118676,7	118676,691	0,009	118889,196	118840,915	48,281
17	5	118758,78	118758,693	0,087	118677,42	118677,471	0,051	118890	118841,707	48,293
17	6				118678,46	118678,423	0,037	118891,044	118842,676	48,368
17	7							118891,92	118843,821	48,099

Для колебательного состояния v2 относительная погрешность для рассчитанного значения относительно приведенного в статье получилась порядка 0,04 %. И хотя эта погрешность достаточно мала относительно абсолютного значения частоты, но для измерений абсолютная погрешность в вычислениях в десятки МГц недостаточна для поиска и идентификаций линий, поскольку на таком частотном интервале могут лежать несколько линий, включая линии примесей.

Экспериментальные исследования спектра хлороформа

Проводились экспериментальные исследования спектра чистого хлороформа в 2-миллиметровом диапазоне с помощью спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения.

Были получены экспериментальные данные для диапазона 118-178 ГГц, выявлены и идентифицированы спектральные линии, проведено сравнение эксперименталь-

но полученных частот с частотами из расчётов, где для отдельных участков данные есть, но не все линии, которые могли бы наблюдаться приведены в статье (например, вблизи 118 ГГц), а для некоторых участков данные в [3] отсутствуют (вблизи 132 ГГц, 138 ГГц, 152 ГГц и 158 ГГц).

Хлороформ имеет очень частый спектр с линиями поглощения, как основного, так и колебательных состояний, причем линии, приведенные в [3], присутствуют практически все, за исключением некоторых, не разрешимых из-за конечной ширины спектральной линии. Пример участка спектра вблизи 118876 МГц с линиями хлороформа в возбужденном колебательном состоянии 2v3 приведен на рис. 2. На этом участке в статье [3] приводятся данные только для первых двух линий поглощения на частотах 118675,4 МГц и 118678,6 МГц, а для остальных линий, наблюдаемых на приведенном участке спектра, на частотах 118680 МГц, 118684 МГц и 118687 МГц данные, полученные в расчетах, в статье [3] отсутствуют.

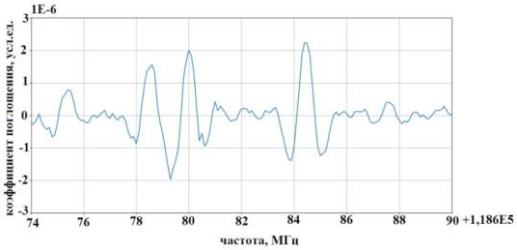


Рис. 2

Для набора v2, у которого не удалось получить хорошее совпадение по частоте, удалось измерить ряд линий поглощения на частотах, приведенных в [3].

Заключение

В работе были приведены результаты теоретического и экспериментального исследования спектра молекулы хлороформа для основного и нескольких возбужденных состояний. Приведено сравнение с имеющимися литературными данными. По результатам исследований в 2-х миллиметровом диапазоне выявлены линии поглощения хлороформа, отсутствующие в литературе, позволяющие дополнить известный к настоящему моменту спектр хлороформа. Полученные результаты будут использованы при измерениях спектров газовых метаболитов из экстракта биологических тканей в хлороформе методами газовой спектроскопии и верификации данных, полученных с помощью хромато-масс-спектрометрического анализа.

[1] https://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html
[2] https://cdms.astro.uni-koeln.de/cgi-bin/cdmssearch
[3] Carpenter John H., Pil Ja Seo, Whiffen David H. // Journal of molecular spectroscopy. 1995. № 170. P. 215.
[4] Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. – М.: Издательство иностранной литературы, 1959, 757 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРАЩАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА ЭТИЛАЦЕТАТА

С.А. Разов[1)], В.А. Анфертьев[2)], М.Б. Черняева[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт физики микроструктур РАН

Введение

В настоящее время среди спектроскопических приложений активно развиваются медицинские приложения [1]. Спектроскопический подход позволяет выявить состав исследуемых биологических образцов, которые могут быть в различных агрегатных состояниях (выдыхаемый воздух, кровь, моча, ткани организма), не всегда выявляемый при использовании клинических методов анализа. Одним из перспективных подходов является использование газовой спектроскопии высокого разрешения ТГц частотного диапазона, позволяющий выявлять вещества, содержащиеся в исследуемой многокомпонентной газовой смеси на уровне следовых концентраций (единиц или десятков ppb). Для верификации результатов часто используется метод газовой хроматографии, совмещенной с масс-спектрометрией. Для исследования биологических образцов этими двумя методами необходимо разработать методику пробоподготовки, чтобы образцы для исследования были в равных условиях. Поскольку для ввода пробы образца биологической ткани в хроматограф необходимо использование растворителя, для сопоставления данных, полученных хроматографическими и спектроскопическими методами, нужна информация о спектрах чистого растворителя. Одним из распространённых растворителей является этилацетат, спектроскопические характеристики для которого в онлайновых спектроскопических базах данных [2, 3] отсутствуют. Поэтому для исследования образцов биологических тканей с использованием метода нестационарной газовой спектроскопии высокого разрешения и хроматографии, совмещенной с масс-спектрометрией, необходимо знание спектра этилацетата в рабочем диапазоне спектрометра.

Целью работы было моделирование и экспериментальное исследование спектра этилацетата и изучение возможности его применения в качестве растворителя для биологических образцов тканей слизистых ЛОР-органов, включая их патологические изменения.

Методы и подходы

Для проведения численных расчетов спектра этилацетата использовалась программа, находящаяся в свободном доступе, ASROT (Институт физики Польской академии наук (проф. Zbigniew Kisiel)) для определения теоретических частот и соответствующих им квантовых переходов [4]. Проведенный анализ литературных данных показал, что спектр этилацетата исследовался в сантиметровом диапазоне длин волн (от 6,4 до 39 ГГц), при этом тогда же были определены наборы вращательных констант, необходимые для расчетов спектра [5].

Для экспериментального изучения спектра этилацетата использовался нестационарный спектрометр на основе метода ТГц спектроскопии на эффекте свободно затухающей поляризации, реализуемого с помощью фазовой манипуляции воздействую-

щего на газ излучения. Спектрометры обладают наилучшим приближением к теоретическому пределу чувствительности (0.2 ppb для некоторых газов) при разрешающей способности, ограниченной лишь доплер-эффектом, и могут регистрировать быстропротекающие процессы [6].

Параллельные исследования состава этилацетата проводились на хроматографе Хроматэк-Кристалл, с масс-спектрометрическим детектором. Для получения экстракта ткани полипа ЛОР-органа образец высушивался, для удаления воды, растирался в мелкий порошок, заливался растворителем (этилацетатом) и после этого перемешивался в течение 30 мин, затем отфильтровывался. Полученный раствор использовался в качестве образца. Чистый этилацетат дополнительной пробоподготовки не требовал.

Численные расчеты

Были рассчитаны спектроскопические характеристики для этилацетата в низкочастотном диапазоне от 5 до 15 ГГц и в диапазоне от 118 до 178 ГГц. Пример рассчитанных спектроскопических характеристик для этилацетата в низкочастотном диапазоне (5-15 ГГц) для конформера А–типа и Е –типа представлены в табл. 1 ($f_{\text{теор}}$ – рассчитанная частота, $\alpha_{\max}$ – коэффициент поглощения в максимуме, J, K_{-1},K_1 – квантовые числа переходов в начальном и конечном состоянии, Δf – абсолютное отклонение рассчитанных значений от частоты (f) из литературного источника [5]).

Табл 1.

								Конформер А		
$f_{\text{теор}}$, МГц	$\alpha_{\max}$, см$^{-1}$	J'	K'$_{-1}$	K'$_{+1}$	J	K$_{-1}$	K$_{+1}$	Переход	f [5], МГц	Δf, МГц
6719,31234	4,02E-08	1	1	0	1	0	1	b,Q1,-1	6785,923	66,61
7685,21851	1,14E-07	3	1	2	3	0	3	b,Q1,-1	7761,041	75,82
10186,16375	6,16E-08	1	1	1	0	0	0	b,R1,1	10252,843	66,68
10932,09023	7,61E-08	3	1	3	2	1	2	a,R0,1	10937,392	5,30
11422,49457	9,34E-08	3	0	3	2	0	2	a,R0,1	11432,55	10,06
									Конформер Е	
6715,1401	4,01E-08	1	1	0	1	0	1	b,Q1,-1	6785,923	70,78
7294,588694	1,91E-08	2	1	2	1	1	1	a,R0,1	7297,734	3,156
7681,239435	1,14E-07	3	1	2	3	0	3	b,Q1,-1	7761,041	79,80
10182,18539	6,15E-08	1	1	1	0	0	0	b,R1,1	10252,843	70,66
10932,7432	7,61E-08	3	1	3	2	1	2	a,R0,1	10937,392	4,65

И хотя относительная погрешность при расчётах линий поглощения для низкочастотной части микроволнового диапазона составляет от десятых до единиц процентов (рис. 1), она недостаточная для использования при идентификации линий поглощения. Ширина линии поглощения, вызванная доплеровским и столкновительным уширением при рабочем давлении $5*10^{-2}$–$1*10^{-1}$ торр, составляет сотни килогерц – 1 МГц в диапазоне 118-178 ГГц. Поэтому на интервале, соответствующем полученному отклонению, может лежать от нескольких линий поглощения до десятков. С ростом частоты точность расчетов

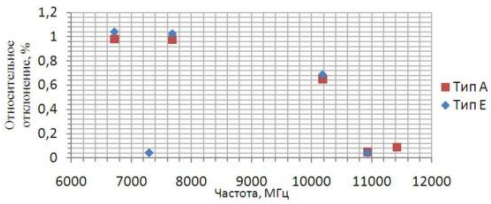


Рис. 1

ухудшается. Следовательно, для идентификации спектра данными, полученными по имеющемуся набору констант, пользоваться нельзя.

Экспериментальная часть

Результаты измерения спектра чистого этилацетата показали наличие в нем ряда примесей, спектральные характеристики которого есть в каталогах. Примеры участка спектра, содержащего примеси, представлены в табл. 2 (где I – интегральная интенсивность).

$f_{эксп}$, МГц	$\alpha_{эксп}$, усл.ед.	$f_{кат}$, МГц [2, 3]	lgI, [I]=нм^2*МГц[2,3]	Соединение
130061,1	2,11E-07	130061.0381	-5.8806	$CH_2OHCH_2CH_2OH$, v = 0 (пропандиол)
130068,3	5,20E-07	130068.3926	-5.4061	$CH_2OHCOOH$, v = 0 (гликолевая кислота)
130073,7	2,35E-07	130073.8523	-3.6251	CH_3OCH_2CHO, v = 0 (метоксиацетальдегид)
130078,9	1,76E-07			
130085	9,62E-07			
130090,3	1,65E-07			
130094,3	1,60E-07			
130097,2	1,55E-07			
130100,3	1,37E-07			
130106	2,70E-07	130105.9979	-5.0642	$(CH_2OH)_2$, v = 0 (этиленгликоль)

Видно, что одна сильная линия и несколько линий на уровне шумов остались неидентифицированными.

Количество линий возможных примесей на участке в 750 МГц приведены в табл. 3. При общем числе выявленных линий на этом участке свыше двухсот (208 линий), из которых 49 идентифицировано. Среди неидентифицированных линий, кроме линий этилацетата, могут быть линии бутилацетата, чье присутствие в образце исследуемого этилацетата было подтверждено параллельными хроматографическими измерениями. Однако в электронных каталогах спектроскопические данные для бутилацетата также отсутствуют.

Табл.3

Химическая формула соединения	название	Количество выявленных линий
$CH_3CHOHCH_2OH$,	пропандиол	18
CH_3OCH_2CHO	метоксиацетальдегид	2
$CH_2OHCOOH$	гликолевая кислота	1
$(CH_2OH)2$	этиленгликоль	9
c-HCOOH	муравьиная кислота	2
CH_3CHO,	ацетальдегид	4
$CH_3C(O)OH$,	уксусная кислота	5
$(C_2H_5)_2O$	диэтиловый эфир	4
$CHOCHOHCH_2OH$,	глицеральдегид	2
C_2H_5OH	этанол	2

Выявленные с помощью метода нестационарной спектроскопии примеси в чистом этилацетате не были зарегистрированы с помощью хроматографического метода, поскольку используемая колонка не позволяет регистрировать этанол и ряд других неполярных соединений.

Проведены измерения спектра поглощения паров ткани полипа, экстрагированной в этилацетате. Пример участка спектра, образца экстракта полипа в этилацетате (синий график) и чистого этилацетата (красный график) приведен на рис. 2, соответствующий таблице с линиями пропандиола ($CH_2OHCH_2CH_2OH$), метоксиацетальдегида (CH_3OCH_2CHO), этиленгликоля (($(CH_2OH)_2$,) и гликолевой кислоты ($CH_2OHCOOH$). Приведенные результаты для участка диапазона частот вблизи 130 ГГц показывают, что в полученном спектре регистрируются линии этилацетата и

примесей, содержащихся в нём. Но дополнительных линий, свидетельствующих о том, что этилацетат экстрагировал какие-то вещества из ткани полипа, не выявлено. По-видимому, линии метаболитов полипа либо отсутствуют, либо лежат на уровне шумов.

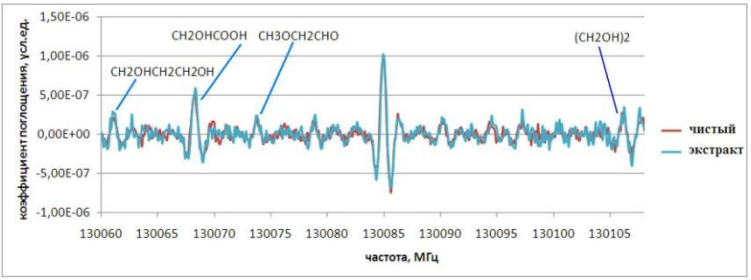


Рис. 2

Заключение

В работе приведены результаты исследования спектра этилацетата и возможности его применения в качестве растворителя для биологических тканей для совместных исследований с помощью метода нестационарной газовой спектроскопии и хроматографии совместно с масс-спектрометрией. Проведенные измерения спектра поглощения чистого этилацетата показали достаточно большое число примесей, находящихся в нем, которые не выявляются при проводимых параллельно хроматографических измерениях состава образца. Проведены также параллельные исследования состава паров ткани полипа, экстрагированной в этилацетате. Полученные результаты показывают, что в спектре регистрируются линии этилацетата и примесей, содержащихся в нём, по-видимому, линии метаболитов полипа либо отсутствуют, либо лежат на уровне шумов. Для регистрации линий метаболитов тканей необходимо использовать либо подход с нагретой тканью, либо другой растворитель.

[1] Ангелуц А.А. и др. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 7, С. 614.
[2] Pickett H.M. et al. Submillimeter. // California Institute of Technology. http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html.
[3] Endres C.P.et al. // J. Mol. Spectrosc. 2016. Vol. 327. P. 95.
[4] Kisiel Z., PROSPE - Programs for ROtational SPEctroscopy, http://info.ifpan.edu.pl/~kisiel/prospe.htm.
[5] Jelisavac D .et al. // Journal of Molecular Spectroscopy. 2009. Vol. 257. P. 111.
[6] Вакс В.Л. и др. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190. С. 765.

КВАНТОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ КИХ-ФИЛЬТРА ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А.С. Бердышева, В.Н. Бугров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При представлении переменных в алгоритмах цифровой фильтрации в формате с фиксированной точкой (ФТ) все переменные цифрового алгоритма являются дробными вещественными числами, принадлежащими диапазону от –1 до $1\text{-}2^{-R}$, где R – число значащих битов, используемых для двоичного представления числа [1, 2]. Таким образом, заданным числом двоичных разрядов можно реализовать только дискретный ряд определённых значений коэффициентов фильтра в интервале $|x_i| < 1{,}0$, где $\mathbf{X}(x_1, x_2, \ldots x_i, \ldots, x_n)$ – совокупный вектор коэффициентов цифрового КИХ-фильтра. Однако аналитический расчёт коэффициентов, например, методом окна или частотной выборки, осуществляется в непрерывном n-мерном вещественном пространстве E^n с неограниченной точностью, поэтому на стадии практической реализации фильтра необходима процедура квантования его коэффициентов, которая в формате ФТ осуществляется следующим образом: для заданной длины битового представления R целочисленный код (квант) неквантованного коэффициента $x_i \in E^n$ в варианте округления до ближайшего целого (round) равен целой части выражения в скобках:

$$x_i^{int} = int(x_i \cdot 2^R + 0{,}5). \tag{1}$$

Тогда вещественный квант данного коэффициента определяется так:

$$x_i^{float} = x_i^{int}/2^R, \tag{2}$$

а ошибка квантования коэффициента составляет:

$$\varepsilon_i = x_i - x_i^{float}. \tag{3}$$

В рамках статистической модели [2] ошибки квантования коэффициентов считаются равномерно распределёнными случайными величинами с нулевым средним значением.

Однако ошибку квантования коэффициентов можно устранить, осуществив дискретизацию параметрического пространства коэффициентов КИХ-фильтра только теми значениями, при которых ошибки квантования (3) равны нулю. При этом математическое задание квантованного параметрического пространства коэффициентов возможно как вещественным (2), так и целочисленным её кодом (1). Вариант целочисленного представления является более универсальным и практически значимым, так как ЦЦФ имеют минимальную вычислительную сложность и могут быть реализованы на любой цифровой платформе (MCU, DSP, FPGA) без наличия FPU–сопроцессора в структуре вычислителя [3].

Ошибки квантования коэффициентов (3) вызывают соответствующую функциональную ошибку:

$$\Delta H_{(\omega)}^R = \frac{1}{p} \cdot \sum_{k=1}^{p} [Y_k^R(\boldsymbol{IX}) - Y_k^T]^2. \tag{4}$$

где $Y_k^R(\mathbf{IX})$ – текущее значение характеристики фильтра на k-ой дискретной частоте диапазона определения для заданной разрядности R представления коэффициентов, а Y_k^T – требуемое значение частотной характеристики КИХ-фильтра.

Однако существенное уменьшение функциональной ошибки можно обеспечить применением «динамического» механизма квантования коэффициентов на основе динамического программирования [4, 5], как раздела оптимального программирования, в котором процесс решения общей задачи может быть разбит на отдельные этапы (шаги), причём результаты решения на одном этапе процесса квантования существенно влияют на последующие шаги. Принцип оптимальности Р. Беллмана, являющийся основным содержанием динамического программирования, гарантирует, что решение на любом шаге не локально лучше, а лучше с точки зрения процесса квантования коэффициентов в целом.

Рассмотрим алгоритм динамического квантования на примере квантования коэффициентов нормализованного КИХ-фильтра, состоящего из каскадного соединения m-звеньев второго порядка (m=N/2, где N – порядок фильтра), с передаточной функцией [6]:

$$H(z) = \prod_{i=1}^{m} \frac{b_{0i} + b_{1i}z^{-1} + b_{2i}z^{-2}}{a_{0i}}. \quad (5)$$

Все коэффициенты передаточной функции (5) квантуются целочисленным кодом (1), а интервал их изменения определяется заданной разрядностью представления R. Разностное уравнение для одного звена такого целочисленного КИХ-фильтра имеет следующий вид:

$$y_n = \frac{b_0 x_n + b_1 x_{n-1} + b_2 x_{n-2}}{a_0}. \quad (6)$$

где x_n,y_n – входная и выходная целочисленные временные последовательности, a_0 – нормирующий power-of-two коэффициент:

$$a_0 \in \{2^q\}, q = \overline{0,R}\ i = \overline{1,m}. \quad (7)$$

На рис. 1 представлена общая блок-схема алгоритма динамического пошагового квантования целочисленных коэффициентов как последовательности поисковых задач с поэтапным понижением разрядности R представления коэффициентов фильтра вплоть до заданного минимального их представления R^T=R_{min}.

На первом этапе неквантованные вещественные коэффициенты $X \in E^n$ сначала квантуются целочисленным кодом (1) со стартовой высокой разрядностью R_{max}=14 бит (блоки 1 – 3), формируя тем самым дискретное целочисленное решение на квантованном множестве коэффициентов $IX \in I_{Rmax}^n$ с соответствующей функциональной ошибкой квантования (4). Затем на этом дискретном множестве ставится задача оптимизации дискретных коэффициентов данной разрядности по общей для всех этапов динамического квантования целевой функции (4), как задачи целочисленного нелинейного программирования (блок 4), которая для каскадного КИХ-фильтра с передаточной функцией (5) записывается так:

$$F(\boldsymbol{IX}_R) = min\, F(\boldsymbol{IX}_R), \qquad \boldsymbol{IX}_R \in I_R^{3m}, \tag{8}$$

$$-2^R < b_{di} < 2^R, \qquad d = \overline{0,2}\,, \qquad i = \overline{1,m}, \tag{9}$$

$$a_0 \in \{2^q\}, q = \overline{0,R}\; i = \overline{1,m}, \tag{10}$$

$$K_i^{min} \le \left|K_i\left(e^{j\omega T}\right)\right| \le K_i^{max}, \qquad i = \overline{1,m}, \tag{11}$$

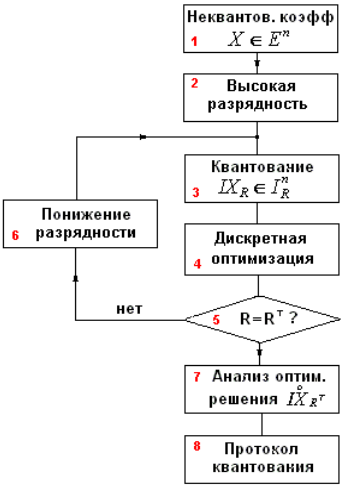


Рис. 1

где $F(\mathbf{IX}_R)$ – целевая функция, d – индекс коэффициента передаточной функции (5), K_i^{min}, K_i^{max} – допустимые границы изменения коэффициента усиления i-го звена.

Для численного решения экстремальной задачи (8) в квантованном параметрическом пространстве используется итеративный алгоритм направленного сканирования на детерминированной сетке с дискретностью, равной числу двоичных разрядов R, которыми в кодовом пространстве отображается каждая i-ая переменная [6, 7], что полностью соответствует требованиям формата ФТ.

Далее в блоке 5 производится проверка соответствия текущей разрядности квантования R с требуемой минимальной разрядностью R^T и в случае несоответствия осуществляется понижение разрядности представления коэффициентов (блок 6) с последующим их квантованием и оптимизацией на новом дискретном множестве (блоки 3 и 4) также по общей целевой функции ошибки (4). Таким образом, решение на текущем этапе динамического квантования является стартовой точкой этапа последующего. Цикл повторяется до достижения требуемой минимальной разрядности представления коэффициентов, после чего осуществляется выявление оптимального малоразрядного решения, обеспечивающего допустимый уровень ухудшения функциональных характеристик фильтра, и проводится анализ этого решения во временной и частотной областях.

Табл.

СКО	Разрядность квантования, бит									
	НК	14	12	10	8	7	6	5	4	3
ΔН класс	0.050	0.051	0.051	0.053	0.06	0.21	0.26	4.82	5.50	29.6
ΔН дин	0.050	0.050	0.050	0.051	0.05	0.054	0.07	0.14	0.58	1.51

На рис. 2 в логарифмическом масштабе представлены зависимости функциональной ошибки от разрядности квантования в случае применения методов классического и динамического программирования.

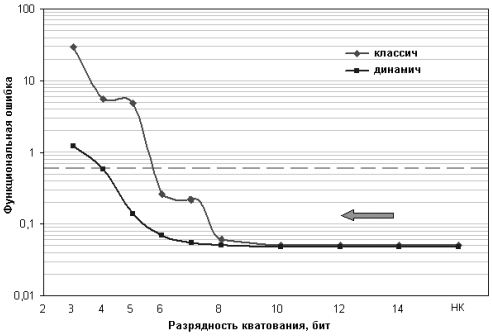


Рис. 2

Из таблицы и приведённых графиков видно, что функциональная ошибка классического квантования резко возрастает, начиная с уровня 10–битового представления коэффициентов КИХ-фильтра, в то время как ошибка динамического квантования имеет тенденцию к росту только начиная с уровня 6-битового их представления.

Выводы

Динамическое квантование позволяет существенно уменьшить функциональную ошибку реализации требуемых характеристик малоразрядного КИХ-фильтра в сравнении с классическим статистическим квантованием. Современные алгоритмы минимизации на дискретной сетке с заданной разрядностью представления параметров позволяют решать такую динамическую задачу надёжно и эффективно, что даёт возможность существенно повысить качество проектируемых малоразрядных КИХ-фильтров.

[1] Айфичер Э., Джервис Б. Цифровая обработка сигналов: практический подход. – М.: Издательский дом «Вильяме», 2004, 992 с.
[2] Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. – М.: Мир, 1978, 848 с.
[3] Бугров В.Н. // Компоненты и технологии. 2019. № 10. С. 92.
[4] Вентцель Е.С. Исследование операций. Задачи, принципы, методологии. – М.: Наука, 1988, 208 с.
[5] Есипов Б.А. Методы оптимизации и исследования операций. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2007, 180 с.
[6] Бугров В.Н. Целочисленные цифровые фильтры. Монография. Saarbrücken: Lambert Academic Publishing, 2017, 156 с.
[7] Воинов Б.С., Бугров В.Н., Воинов Б.Б. Информационные технологии и системы: поиск оптимальных, оригинальных и рациональных решений. – М.: Наука, 2007, 730 с.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРЕДСКАЗАНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ПОТЕРЬ МОЩНОСТИ СИГНАЛА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ТОННЕЛЯХ МЕТРОПОЛИТЕНА

А.С. Синицын, А.А. Адёркина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время все большее количество линий метрополитенов России и мира оснащаются оборудованием для обеспечения пассажиров беспроводным доступом в интернет во время движения поезда. При планировании данных сетей важнейшей частью является грамотное расположение минимально необходимого количества базовых станций (БС) вдоль линии следования поезда для обеспечения линий непрерывным покрытием радиосетью. Для определения расстановки БС, удовлетворяющей описанным условиям, необходимо учитывать особенности распространения радиосигнала на различных участках метрополитена и уметь рассчитывать величину потери мощности сигнала (Path Loss – PL) при распространении между любыми точками передатчика (Tx) и приёмника (Rx), расположенными вдоль линии.

Ранее был предложен подход, позволяющий предсказывать величину PL в основном на открытых участках метрополитена с помощью методов машинного обучения (Machine Learning – ML) по известным параметрам геометрии участка распространения.

Основной целью данной работы является усовершенствование модели предсказания величины PL между точками Tx и Rx в тоннелях метрополитена по геометрическим характеристикам области распространения. Так же была поставлена цель решение задачи предсказания PL не как задачи классификации, как это было сделано ранее [1] , а с помощью методов регрессии. Дополнительной целью является исследование влияния количества используемых в моделях ML признаков, которые описывают геометрию участка распространения, на точность разрабатываемой модели.

Применение методов машинного обучения на открытом участке

На предыдущем этапе работы [1] исследовалась возможность применения методов машинного обучения для решения задачи радиопланирования для открытых участков метрополитена. Задача решалась как классификационная. Наилучший результат показал метод случайного леса, который был выбран для дальнейшего использования.

На рис. 1 и рис. 2 представлены зависимости PL (единицы измерения PL – дБ) от абсолютных координат на некотором участке пути для открытого и закрытого участка метрополитена, соответственно. Каждая точка на представленных графиках определяет PL между ближайшей базовой станцией, установленной ранее, и текучей координатой.

По приведенным на рис. 1 и рис. 2 зависимостям видно, что модель распространения сигнала на закрытом участке имеет более сложный характер, чем на открытом.

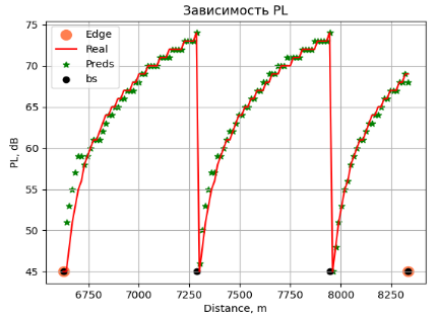


Рис. 1

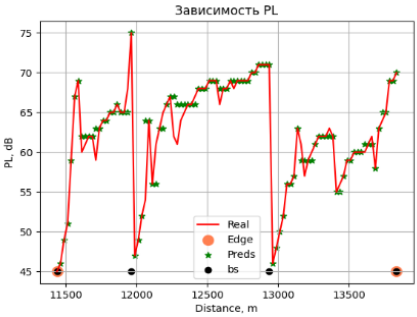


Рис. 2

Применив алгоритм предсказания PL, разработанный ранее для открытого участка [1] , на закрытых участках, получили значения точности предсказания PL в диапазоне от 30 % до 60 %, что не удовлетворительно из-за высокой нестабильности точности предсказания.

Решая задачу предсказания PL на открытом участке методами классификации, значения PL были округлены до целых чисел, в итоге, получился ограниченный набор классов величин PL от 45 до 85 дБ, что позволяло приближенно решать задачу предсказания PL как классификационную. Однако, в тоннелях модель поведения сигнала более сложная, могут возникать резкие увеличения величин PL до 150–200 дБ, что увеличивает количество классов, необходимых для задачи классификации, что приводит к снижению точности и увеличению времени предсказания.

Исследования влияния количества признаков на точность предсказания PL

Использование машинного обучения предполагает поиск закономерностей между входными и выходными данными. Для решаемой задачи объектом является поведение радиосигнала при его распространении вдоль линий, выражаемое в величине потерь мощности при распространении.

Выходными параметрами такого объекта будут затухания – величина PL (дБ). В качестве признаков, которые описывают объект, используется геометрия участка, в котором распространяется сигнал. Для решения поставленной задачи использовался следующий набор признаков: расстояние между Rx и Tx; тип участка; стена расположения базовой станции; направление движения; радиус и направление поворота по горизонтали в точках Tx и Rx, величина и направление уклона по вертикали в точках Tx и Rx; усреднённые значения радиуса и направления поворота по горизонтали, величины и направления уклона по вертикали; среднеквадратичное отклонение, минимальные, максимальные и медианные значения этих величин.

Получился набор из 32 признаков, при использовании которого встаёт вопрос нехватки вычислительных мощностей компьютера. За счёт использования случайного леса, приходится одновременно хранить в памяти много зависимостей. Для решения этой проблемы произведён анализ на важность признаков, по результатам которого будет определен минимально необходимый набор для решения задачи. График, показывающий важность каждого признака представлен на рис. 3.

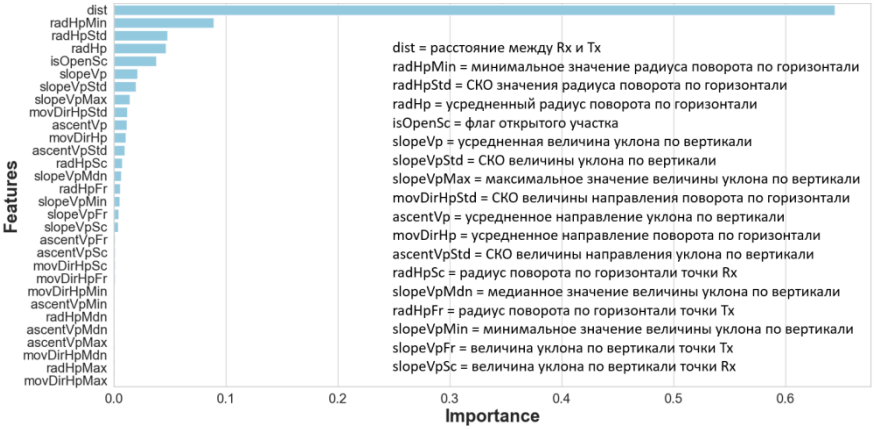


Рис. 3

По оси Y представлены параметры, по оси X важность каждого признака для предсказания величины PL. Важность означает относительный вклад соответствующего признака в модель, рассчитанный путём взятия вклада каждого признака в каждое дерево модели и усреднённое по всем деревьям.

Наиболее важным для любого типа участков (открытого и закрытого) является расстояние. Так же важными оказались минимальное, усреднённое значение и величина среднеквадратического отклонения радиуса поворота по горизонтали.

После произведённого анализа сделан вывод, что допустимо использовать 16 наиболее важных признаков, при незначительном ухудшении точности на 2 % и значительном уменьшении нагрузки на память на 27 %.

При исследовании влияния разного количества признаков для предсказания величины PL были получены следующие результаты, представленные в таблице.

Табл.

Количество признаков, шт.	Точность предсказания, %	Время исполнения (1000 точек), мин
32	85	3
16	83	1.2
10	67	0.9

Использование полного набора признаков приводит к увеличению времени вычисления, но не приводит к значимому увеличению точности в сравнении со случаем, когда используется 16 признаков. Использование 10 признаков уже значительно ухудшает значение точности предсказания, хотя и сокращает время на вычисления.

Для дальнейшего использования выбраны 16 наиболее влиятельных признаков.

Применение регрессионной модели

Для решения поставленной задачи предсказания PL было выбрано применение регрессионной модели XGBoost [2] . В её основе лежит алгоритм градиентного бус-

тинга деревьев решений. Градиентный бустинг – это ансамбль деревьев решений, где итоговый ответ получается усреднением ответов всех лесов в ансамбле.

В процессе применения выбранной модели на участках метрополитена было обнаружено повышенное влияние некоторых признаков на предсказываемую величину. Для повышения точности предсказания PL было принято решение использовать 4 алгоритма XGBoost с разными параметрами для предсказания величины в зависимости от значений двух признаков – типа участка и среднеквадратического отклонения величины направления уклона по вертикали.

При решении регрессионной задачи использовалось *MAE* для оценки точности алгоритма. Формула для вычисления данной величины представлена далее:

$$MAE = \frac{\sum_{i=1}^{n} |y_i - x_i|}{n},$$

где y_i – реальное значение величины PL, x_i – предсказанное значение величины PL. График предсказания регрессионным методом представлен на рис. 4 и для данного участка значение MAE = 2.85.

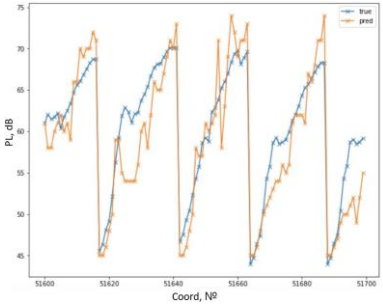


Рис. 4

Модель с достаточной точностью описывает поведение PL, но требует дальнейшей доработки.

Заключение

Была обоснована необходимость доработки модели предсказания PL для тоннельных сценариев. Проведено исследование влияния количества используемых признаков на точность модели и время выполнения предсказания. Выбрана регрессионная модель для предсказания PL в тоннельных сценариях, для которой получена средняя точность предсказания MAE = 2.5.

[1] Синицын А.С., Адёркина А.А., Махлышев М.В. // В кн.: Труды XXV научной конференции по радиофизике. 14–26 мая 2021 г. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 228.

[2] Nonita Sharma // XGBoost. The Extreme Gradient Boosting for Mining Applications. 2017. P. 52.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЕКЦИОННОГО МЕТОДА РЕЖЕКЦИИ ЗЕМНОГО ЛУЧА ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ НИЗКОЛЕТЯЩИХ ВОЗДУШНЫХ ЦЕЛЕЙ

С.А. Козлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Определение угловых координат низколетящих целей в радиолокации происходит в условиях переотражения волн от земной поверхности. Прямая (пришедшая непосредственно от объекта) и отраженная волна интерферируют между собой в точке приема. Это может приводить к взаимной компенсации интерферирующих волновых фронтов, что затрудняет обнаружение цели. Кроме того, при интерференции результирующий волновой фронт видоизменяет свою форму по сравнению с одиночным волновым фронтом, непосредственно пришедшим от цели. В результате происходит некорректное измерение параметров, возникают недопустимо большие ошибки в измерении угла места цели.

В работе [1] в качестве одного из методов рассмотрен проекционный метод режекции пространственных сигналов. Целью данного исследования является определение возможностей и ограничений предлагаемого метода для обнаружения низколетящих целей.

Основная идея метода состоит в том, что переотражённый от земли волновой фронт наряду с собственным шумом считается мешающим сигналом. Переотраженный сигнал считается как помеха, амплитуда которой ненамного меньше прямого (полезного) сигнала. В данном методе предварительно осуществляется подавление (режекция) этой помехи и только после этого проводится измерение угла места прямого сигнала.

В таком случае, как известно [2], оптимальный весовой вектор пространственной обработки определяется выражением:

$$\boldsymbol{W} = \boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{S}, \qquad (1)$$

где **S** – вектор полезного сигнала (в данном случае прямой волновой фронт); **R** – корреляционная матрица мешающих сигналов (помехи).

Если предположить, что переотражённый сигнал после его временной обработки значительно превосходит по мощности собственный шум, то обратная матрица $\mathbf{R}^{-1}$ хорошо аппроксимируется матрицей-проектором на ортогональное переотражённым сигнала подпространство, то есть

$$\boldsymbol{R}^{-1} \approx \boldsymbol{E} - \boldsymbol{P}, \qquad (2)$$

где **E** – единичная матрица; $\mathbf{P} = \overset{\backsim}{\mathbf{S}}(\overset{\backsim}{\mathbf{S}}^{\mathrm{H}}\overset{\backsim}{\mathbf{S}})^{-1}\overset{\backsim}{\mathbf{S}}^{\mathrm{H}}$ проектор на подпространство переотражённых сигналов; $\overset{\backsim}{\mathbf{S}} = [\mathbf{S}(\varepsilon_1), \mathbf{S}(\varepsilon_2), ..., \mathbf{S}(\varepsilon_M)]$ − матрица переотражённых сигналов с направлениями прихода $\varepsilon_1, \varepsilon_2, ..., \varepsilon_M$, знак H – эрмитово сопряжение.

Нетрудно убедиться, что оператор (2) является аннулирующим для вектора $\overset{\backsim}{\mathbf{S}}$, что и приводит к режекции переотражённого сигнала при пространственной обработке.

С учётом выражений (1) и (2) диаграмма направленности (ДН) отдельного пространственного канала может быть представлена в виде

$$f(\varepsilon) = \boldsymbol{S}^H(\varepsilon)(\boldsymbol{E} - \boldsymbol{P})\boldsymbol{S}, \quad (3)$$

где ε – угломестная координата, $\mathbf{S}(\varepsilon)$ – вектор пробного сигнала.

Заведомо построенные нули режекции, заложенные в матрице-проекторе **P**, производят необходимые нули на ДН. Следует отметить, что в случае зеркального переотражения угол падения прямого луча равен непосредственно углу прихода переотраженного от земли луча (со знаком минус). Таким образом, становится известно направление на помеху. Это позволяет формировать только один ноль в матрице-проекторе **P**. Для случая диффузного переотражения, когда сигнал будет формироваться совокупностью отражений от всех участков шероховатой трассы, необходимо формировать широкую зону режекции с расстановкой множества нулей в области отрицательных углов места.

Для анализа (исследования) метода удобно ввести обобщенную угловую переменную $\Psi = \pi \frac{d}{\lambda} N \sin\varepsilon$ [3], связанную через число элементов антенной решетки N, межэлементное расстояние d и длину волны λ. Первые нули ДН пространственного канала находятся в точках $\Psi = \pm\pi$.

Косинус угла между двумя произвольными векторами $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$, будет определяться через нормированное скалярное произведение

$$\cos\Psi = \frac{\mathbf{S}_1^H \mathbf{S}_2}{\sqrt{\mathbf{S}_1^H \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2^H \mathbf{S}_2}}. \quad (4)$$

На рис. 1 представлена зависимость нормированного скалярного произведения двух векторов от разноса обобщенной угловой переменой $\Delta\psi = \Psi_1 - \Psi_2$ при различных N. Очевидно, что векторы $\mathbf{S}_1$ и $\mathbf{S}_2$, будут квазиколлинеарны, если рассогласование между ними по пространству не превышает величины π/N, и полностью ортогональны в значениях кратных $2\pi/N$. Поэтому при расстановке пространственных интервалов – нулей режекции необходимо соблюдать квазиколлинеарность для подавления не только сигналов с пространственными координатами Ψ_1, Ψ_2,…, Ψ_M, но и всех спектральных пространственных составляющих принимаемого сигнала, интервалы которых непосредственно прилегают к зоне режекции переотраженного сигнала: $[\Psi_1 - \pi/N; \Psi_1]$ и $[\Psi_M; \Psi_M + \pi/N]$.

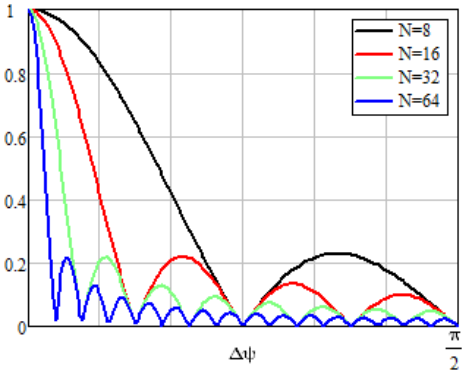


Рис. 1

На рис. 2 показаны графики зависимости коэффициентов передачи пространственного фильтра от обобщенной угловой переменой Ψ в области отрицательных углов для N=32 - элементной антенной решетки при различном числе нулей M, центральный ноль выставлен на минус 0,5, шаг между нулями π/32. Видно, что увеличение количества нулей режекции позволяет получить более глубокие и широкие зоны режекции.

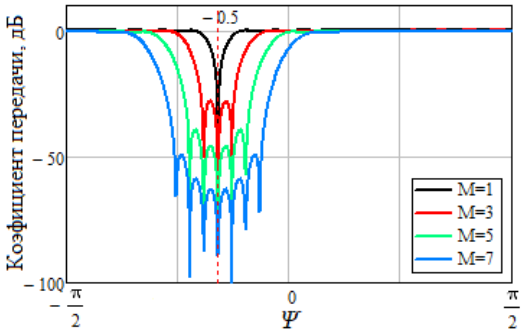


Рис. 2

На рис. 3 представлены графики зависимости коэффициента передачи пространственных фильтров при количестве нулей M=3 и различном числе элементов антенной решетки, центральный ноль выставлен на минус 0,5, шаг между нулями π/32. Здесь наблюдаем, что для N=64 и 128 условие квазиколинеарности не соблюдено, широкая зона режекции не формируется, а соответствует формированию отдельных провалов на три точечные помехи. Для формирования широкой зоны режекции необходимо уменьшать пространственный интервал между нулями режекции и увеличивать число нулей.

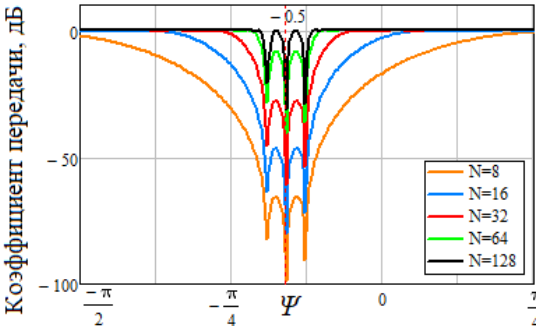


Рис. 3

В практическом применении предложенный метод имеет ограничения.

Во-первых, предположение, что земная поверхность идеально ровная и строго горизонтальная, на практике с большой вероятностью не будет выполняться и, следовательно, для эффективной режекции переотражённых сигналов нужно сформировать несколько нулей в области отрицательных углов. Однако увеличение количества нулей ДН при сравнительно небольшом количестве элементов антенной решётки (N≈20) приводит к существенному уменьшению отношения сигнал/шум для прямого волнового фронта.

Во-вторых, при малом N ширина ДН отдельного пространственного канала составляет несколько градусов по углу места и при расстановке в области малых углов места частично перекрывает диапазон отрицательных углов. Как показано в [3], формирование нуля режекции для переотраженного земной поверхностью сигнала приводит к «заваливанию» главных лепестков ДН отдельных пространственных каналов с малыми углами места вправо. Пеленг в таком случае становится неправильным. Сла-

бое различие между ДН каналов практически исключает возможность эффективного измерения малых углов места.

Третий негативный эффект состоит в том, что при малых углах места наблюдается существенное уменьшение коэффициента передачи пространственных фильтров или уменьшении величины главного пика. Это обусловлено тем, что по мере сближения угловых координат переотражённого и прямого лучей их векторы становятся всё более коллинеарными, и при режекции одного из них подавляется всё большая часть другого. Данный фактор и является источником потерь в отношении сигнал/шум, величина которых, как следует из рисунка 3, может достигать нескольких децибел.

Типичные значения N располагаются в пределах от 8 до 128 элементов в зависимости от частотного диапазона и назначения антенн. Если учесть, что речь идёт о целях с малыми углами места (то есть о наиболее удалённых и слабых целях), то становится очевидным, что указанные негативные эффекты, возникающие при реализации метода пространственной режекции, делают его малопригодным для практического применения в антенных решетках с малым числом N ($\approx$20). Для антенных решеток с большим количеством N (>20) метод пространственной режекции применим в практических приложениях. Увеличение количества элементов антенной решетки повышает разрешающую способность пространственных каналов, тем самым можно получить хорошую избирательность в области малых углов места.

[1] Цыганов В.В., Козлов С.А. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике, (Н. Новгород, 14-26 мая 2021 г.). – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 221.
[2] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981, 416 с.
[3] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М: Энергия, 1975, с. 101.

ДИСКРЕТНЫЙ СИНТЕЗ ГАУССОВЫХ СЕЛЕКТИВНЫХ ФИЛЬТРОВ

В.В. Сатаев

Филиал АО «Корпорация «Комета» - КБ «Квазар»

Постановка задачи

В условиях сложной помеховой обстановки гидроакустические приемные устройства должны обладать высокими избирательными свойствами, минимальным временем обработки сигналов, а также отсутствием дисперсионных искажений при приёме шумоподобных сигналов. Шумоподобные фазо-манипулированные сигналы (ФМС) в настоящее время наиболее широко применяются для передачи информации в различных гидроакустических системах [1]. Для обеспечения указанных высоких функциональных требований в селективной системе цифровой фильтрации задача избирательности приемного гидроакустического тракта может быть решена цифровым БИХ-фильтром с амплитудно-частотной характеристикой (АЧХ), близкой к гауссовой кривой. В статье рассматриваются основные вопросы моделирования и синтеза такого гауссова БИХ-фильтра при использовании выборки с запасом по частоте [2], что позволяет использовать практически результаты теоремы о дискретном представлении сигналов. Если F_{max} является самым высокочастотным компонентом сигнала, то коэффициент перевыборки целесообразно определить как отношение действительной частоты дискретизации F_s к частоте дискретизации по Котельникову:

$$K_{\text{П}} = \frac{F_s}{F_s^K} = \frac{F_s}{2F_{max}}. \qquad (1)$$

Таким образом, при дискретизации сигнала с минимальной частотой (т.е. в соответствии с теоремой Котельникова) коэффициент перевыборки равен единице, хотя для соответствия требованиям высокоточной цифровой фильтрации значение коэффициента перевыборки желательно иметь не менее 3 – 5, что обеспечит минимальное искажение выходного сигнала и высокое качество селективной системы.

Как известно, эффективный синтез гауссовых цифровых фильтров по совокупности требуемых противоречивых характеристик в многомерном дискретном пространстве в настоящее время возможен только численными методами нелинейного математического программирования [3]. Принципиальная особенность дискретного синтеза состоит в применении алгоритма поиска на дискретной сетке квантованных параметров (коэффициентов) гауссова фильтра, что позволяет получать техническое решения с нулевой ошибкой его реализации на цифровой платформе или кристалле с заданной длиной слова коэффициентов.

Дискретное моделирование гауссова БИХ-фильтра

Дискретная модель фильтра должна быть согласована с цифровой платформой, которая будет использована для реализации гауссова фильтра. В данном случае предполагается реализация фильтра на микроконтроллере STM32 с вещественной арифметикой цифровых вычислений в формате с фиксированной точкой (ФТ), когда все переменные алгоритма цифровой фильтрации являются дробными вещественными числами, принадлежащими диапазону от –1 до $1\text{-}2^{\text{-}R\text{-}1}$, где R – число битов, исполь-

зуемых для двоичного представления коэффициентов [2, 3]. Таким образом, заданным числом двоичных разрядов можно реализовать только дискретный ряд определённых значений коэффициентов фильтра гауссова фильтра, вещественный код квантования которых определяется так

$$x_i^{float} = \frac{x_i^{int}}{2^{R-1}}, \tag{2}$$

где x_i^{int} – целочисленный код квантования коэффициентов формата ФТ.

Тогда для квантованного рекурсивного гауссова фильтра в каскадной форме построения передаточная функция имеет следующий вид

$$H(z) = \prod_{i=1}^{m} \frac{b_{0i} + b_{1i}z^{-1} + b_{2i}z^{-2}}{1 + a_{1i}z^{-1} + a_{2i}z^{-2}}, \tag{3}$$

а разностное уравнение звена выглядит так:

$$y_n = b_0 x_n + b_1 x_{n-1} + b_2 x_{n-2} - a_1 y_{n-1} - a_2 y_{n-2}.$$

Условие устойчивости проектируемого рекурсивного гауссова фильтра можно представить так:

$$|Zp_i| < r_{pole}^{max} < 1, \tag{4}$$

где r_{pole}^{max} – допустимый максимальный радиус полюсов передаточной функции гауссова фильтра в z-плоскости, при котором предельные циклы в рекурсивной системе не возникают.

Дискретный синтез гауссова селективного фильтра

Синтез каскадного гауссова БИХ-фильтра на звеньях 2-го порядка в квантованном вещественном пространстве параметров осуществлялся согласно требованиям, приведенным в таблице 1:

Табл. 1

1. Частота резонанса: 500 Гц.	5. Порядок рекурсивного фильтра: 8
2. Полоса пропускания: 100±5 Гц.	6. Максимальный радиус полюсов: 0,95.
3. Нелинейность ФЧХ в полосе: 2º	7. Частота дискретизации: 3 кГц.
4. Квантование коэффициентов: 12 бит.	8. Коэффициент перевыборки: 3.

При этом требуемая АЧХ гауссового селективного фильтра задавалась следующим соотношением:

$$y(\xi) = e^{-\frac{\xi^2}{\alpha}}, \tag{5}$$

где $\xi = f - f_0$ – абсолютная расстройка от резонансной частоты, а параметр α определяет нормированную полосу пропускания гауссовой кривой:

$$\alpha = \frac{\left(2\Delta f_{0,7}\right)^2}{4ln\sqrt{2}}.$$

Целевая функция задачи синтеза задавалась среднеквадратичным отклонением текущей АЧХ фильтра от требуемой гауссовой кривой (5)

$$f(\boldsymbol{X}) = \frac{1}{p} \cdot \sum_{i=1}^{p} [y(\boldsymbol{X}) - y^{\Gamma}]^2, \quad (6)$$

где **X** – вектор варьируемых коэффициентов фильтра.

Задача дискретного программирования (7) записывалась как задача минимизации целевой функции (6) на дискретном множестве Ω векторного 20-мерного аргумента $\mathbf{X} = (x_1, x_2 \ldots x_{20})$ при выполнении прямых ограничений (8) на коэффициенты формата ФТ, ограничений устойчивости (9) по полюсам коэффициента передачи БИХ-фильтра:

$$f(\boldsymbol{X}) \to \min_{\boldsymbol{X} \in \Omega}, \quad (7)$$

$$|x_i| < 1, \ \ i = \overline{1{,}20}\,, \quad (8)$$

$$\left|Zp_j\right| < 0{,}97. \quad (9)$$

Численное решение экстремальной задачи (7) в дискретном квантованном пространстве осуществлялось алгоритмом глобальной минимизации целевых функций на детерминированной сетке формата ФТ [3]. При этом для получения дискретного 12-битового решения использовалась техника динамического квантования коэффициентов гауссова БИХ-фильтра [4].

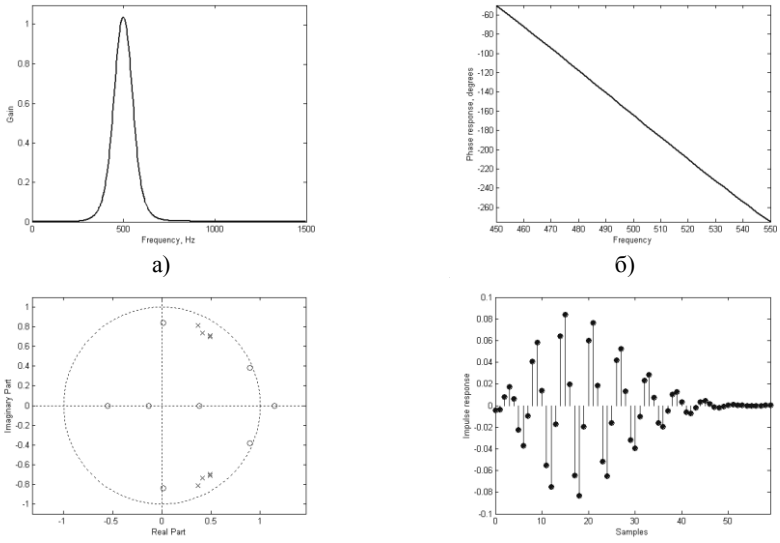
Результаты дискретного синтеза

В таблице 2 приведены оптимальные значения квантованных 12-битовых вещественных коэффициентов формата 12.11 передаточной функции гауссова БИХ-фильтра восьмого порядка.

Табл. 2

m	a_1	a_2	b_0	b_1	b_2
1	-0.97509765625	0.72070312500	-0.22314453125	0.13330078125	0.14111328125
2	-0.73486328125	0.79687500000	0.20556640625	-0.36865234375	0.19580078125
3	-0.81982421875	0.70800781250	-0.29003906250	0.07031250000	0.01513671875
4	-0.97851562500	0.74707031250	-0.31689453125	0.00732421875	-0.22314453125

Контрольный анализ синтезированного гауссова фильтра осуществлялся в пакете MATLAB. Как видно на рисунке, АЧХ фильтра с высокой степенью точности соответствует гауссовому закону (5), при этом в полосе пропускания фильтра максимальное отклонение ФЧХ от линейного закона не превышает 2º.



а) б)

в) г)

Рис.

Заключение

В системах гидроакустической связи для цифровой фильтрации шумоподобных фазо-манипулированных сигналов наиболее целесообразно использовать цифровые БИХ-фильтры с гауссовой АЧХ при выборке с запасом по частоте. Кроме хороших избирательных свойств, такой цифровой фильтр имеет минимальную инерционность и линейную фазочастотную характеристику, необходимую для минимизации искажений при приёме шумоподобных сигналов.

[1] Богданов Е.В., Вьюнг Х.Т., Давыдов В.С. // Известия СПБГЭТУ ЛЭТИ. 2003. № 9. С. 6.
[2] Emmanuel Ifeachor, Barrie Jervis, Digital Signal Processing: A Practical Approach (2nd Edition). Harlow: Pearson Education, 2002.
[3] Сатаев В.В., Бугров В.Н., Фитасов Е.С., Морозов Н.С. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2021. № 2. С. 57.
[4] Бугров В.Н. // В кн.: Труды учебных заведений связи. 2021. Т. 7, № 2. С. 8.

ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНОСТИ ПАССИВНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ПОМЕХ

Е.В. Леговцова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Задачу обнаружения и оценку параметров сигнала на фоне пассивных помех (мешающих отражений от подстилающей поверхности, дискретных местных предметов, гидрометеообразований, «ангелов», организованных дипольных помех) в радиолокационных станциях решает система селекции движущихся целей (СДЦ). На протяжении нескольких десятилетий вопросам теории и практики систем СДЦ посвящено серьезное внимание научных работников и инженеров. [1,2]. Однако учитывая практическую значимость и повышение технических требований, в том числе по обнаружению на фоне интенсивных пассивных помех малоразмерных малоскоростных низколетящих воздушных объектов (например, мини- и микро- БПЛА) задача синтеза систем СДЦ остается весьма актуальной [3].

Для оценки качества подавления помех в устройствах СДЦ наиболее часто используют такие критерии, как коэффициент подавления, коэффициент улучшения отношения сигнала и помехи, коэффициент подпомеховой видимости и наблюдаемость сигнала движущейся цели. В современных радиолокационных системах коэффициент подавления местных предметов, как правило, составляет не менее 55 дБ, а коэффициент подавления пассивных помех типа гидрометеообразований - не менее 40 дБ [4].

Максимальный коэффициент подавления будет определяться выбранной схемой системы СДЦ, спектральными характеристиками пассивной помехи и техническими характеристиками РЛС. При этом, очевидно, что максимальный коэффициент подавления пассивной помехи будет ограничен.

Известно, что спектр пассивной помехи представляет сумму энергетических спектров отдельных отражателей и имеет такую же форму, что и спектр одиночного отражателя [5]. Случайное движение элементарных отражателей приводит к расширению спектра, пропорциональному дисперсии скоростей элементарных отражателей. Расширение спектра происходит также за счет сканирования диаграммы направленности антенны РЛС. Таким образом, формы спектров полезного сигнала и пассивной помехи определяются спектром зондирующего сигнала.

Кроме того, на ширину спектра (его расширение) влияют следующие факторы: а) взаимное хаотическое перемещение отражателей в импульсном объеме под действием ветра, что приводит к межпериодному случайному изменению амплитуды и фазы помехи и, следовательно, расширению ее спектра; б) амплитудные и фазовые флуктуации помехи, что обусловлено обновлением части отражателей от периода к периоду следования при вращении антенны; в) нестабильности параметров РЛС (частоты, амплитуды, длительности и периода следования зондирующего сигнала, частоты местного и когерентного гетеродинов приемника, коэффициента усиления приемника, параметров системы межпериодной обработки пачки), которые вызывают дополнительные амплитудные и фазовые флуктуации помехи [5].

В общем случае, пассивную помеху можно представить как колебания с флуктуациями частоты Доплера *f*, распределенными по нормальному закону со среднеквадратическим отклонением (СКО) σ_f относительно частоты Доплера *f*.

Когерентность радиолокационных сигналов с флуктуациями частоты

Пусть на вход приёмника радиолокационной системы поступает аддитивная смесь полезного сигнала **S** и собственного шума **n**, распределенного по гауссовскому закону [6]:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{S} + \mathbf{n}. \tag{1}$$

Комплексная амплитуда отражённого радиолокационного сигнала определяется вектором [6]:

$$\mathbf{S} = (e^{-jfT}, e^{-j2fT}, ..., e^{-jNfT})^*, \tag{2}$$

где *T* – период зондирования радиолокационных импульсов, *N*– количество импульсов в пачке принимаемых отраженных от цели сигналов, *f* – частота Доплера, * – знак эрмитова сопряжения.

Модель сигнала, представленного выражениями (1) и (2), отраженного от пассивной помехи, будет иметь вид:

$$\mathbf{S}_{ПП} = (e^{-j((f+f_1)T)}, e^{-j(2(f+f_2)T)}, ..., e^{-j(N(f+f_N)T)})^*, \tag{3}$$

где $f_1, f_2, ..., f_N$ – случайные частоты, распределенные по нормальному закону с СКО σ_f.

Корреляционная матрица (КМ) принимаемого сигнала будет иметь вид [6]:

$$\mathbf{R} = \langle \mathbf{S}_{ПП} \mathbf{S}_{ПП}^* \rangle, \tag{4}$$

где $\langle\rangle$ – знак статистического усреднения.

С учетом собственного шума единичной мощности КМ будет иметь вид:

$$\mathbf{\Phi} = \mathbf{R} + \mathbf{I}. \tag{5}$$

В соответствии с [7] показатель энтропии равен:

$$H = -\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i} \ln(\lambda_{0i}), \tag{6}$$

где $\lambda_{0i} = \lambda_i / \mathrm{Sp}\,\mathbf{\Phi}$ - нормированные собственные значения матрицы **Φ**; Sp **Φ** – след (сумма диагональных элементов) матрицы **Φ**.

В случае детерминированного сигнала КМ имеет единичный ранг, а её нормированные собственные значения удовлетворяют равенствам $\lambda_{01} = 1, \lambda_{02} = ... = \lambda_{0N} = 0$. При этом, энтропия *H* имеет минимально возможное нулевое значение, то есть детерминированный сигнал является полностью когерентным.

При наличии только собственного шума КМ является диагональной с равными между собой элементами главной диагонали. Нормированные собственные значения

удовлетворяют при этом соотношениям $\lambda_{01} = ... = \lambda_{0N} = 1/N$, а энтропия распределения энергии сигнала равна $H = \ln(N)$.

В случае аддитивной смеси детерминированного сигнала и гауссового шума (1) показатель энтропии будет соответствовать [7]:

$$H(q) = \ln(q^2 N + N) - \frac{q^2 N + 1}{q^2 N + N} \cdot \ln(q^2 N + 1), \qquad (7)$$

где q – отношение сигнал/шум (ОСШ).

При увеличении отношения сигнал/шум (при $q \to \infty$) значение энтропии H стремится к нулю (т.е. процесс становится полностью когерентным), при $q \to 0$ энтропия H стремится к значению ln(N).

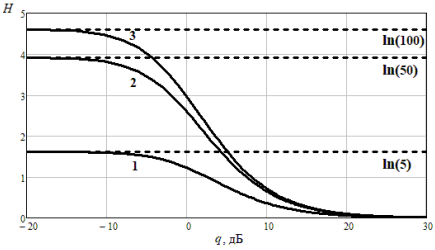


Рис. 1

На рис. 1 приведена зависимость значений энтропии от ОСШ для аддитивной смеси детерминированного сигнала и гауссового шума для различных значений длины выборки процесса N: 1 - N=5, 2 - N=50, 3 - N=100.

В случае сигнала, отраженного от пассивной помехи, с КМ **R** энтропия $H_{ПП}$ при ОСШ $q \to \infty$ будет стремиться не к нулю, а к постоянному значению $H_{ППmin}$, которое будет определяться шириной спектра пассивной помехи.

В этом случае очевидно предположить, что степень «некогерентности» пассивной помехи $H_{ППmin}$ будет являться ограничением при её подавлении в системе селекции движущихся целей РЛС [8]. Т.е. максимальный коэффициент подавления пассивной помехи можно выразить через степень когерентности в виде энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы [5].

Максимальный коэффициент подавления пассивной помехи на выходе системы селекции движущихся целей можно представить в виде:

$$Q_{max} = H_{ППmin} / \ln(N),\ N > 1. \qquad (8)$$

Как показано в [5] во многих практических случаях при анализе спектра пассивной помехи, при определенных допущениях, может быть использована простая гауссова модель со среднеквадратическим отклонением σ_v [м/с]:

$$\sigma_f = \frac{2 \cdot \sigma_v}{\lambda}. \qquad (9)$$

Среднеквадратические значения параметров спектра σ_v при различных скоростях ветра составляют от 0,12 м/с (для легкого ветра) до 0,33 м/с (для штормового ветра) [5].

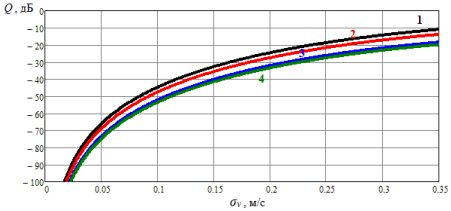


Рис. 2

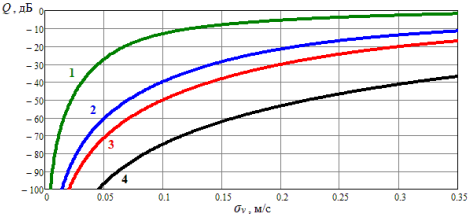


Рис. 3

На рис. 2 показаны графики зависимости коэффициента подавления пассивной помехи от среднеквадратической ширины спектра σ_v [м/с] пассивной помехи для различных значений длины выборки процесса N и длине волны λ=23 см: 1 - N=5, 2 - N=10, 3 - N=50, 4 - N=100.

Из графиков на рис. 2 видно, что при увеличении среднеквадратической ширины спектра пассивной помехи σ_v уменьшается коэффициент подавления пассивной помехи: при легком ветре (σ_v ~ 0,12 м/с) коэффициент подавления пассивной помехи будет составлять величину порядка минус (40÷50) дБ, а при штормовом ветре (σ_v ~ 0,33 м/с) будет ограничено значениями порядка минус (10÷20) дБ.

На рис. 3 показаны графики зависимости коэффициента подавления пассивной помехи от среднеквадратической ширины спектра σ_v [м/с] пассивной помехи для различных значений длины волны λ (N=50):1 - λ =1см, 2 - λ=10 см, 3 - λ =20 см, 4 - λ =100 см. Из графиков на рис.3 видно, что при средних значениях среднеквадратической ширины спектра (σ_v ~0,2÷0,25 м/с) коэффициент подавления пассивной помехи будет меняться от величины порядка минус (55÷45) дБ при длине волны λ=100 см, значений порядка минус 5 дБ при длине волны λ=1 см. Таким образом, видно, что при уменьшении степени когерентности радиолокационных сигналов, отраженных от пассивных помех, за счет расширения доплеровского спектра будет уменьшаться коэффициент подавления пассивной помехи (например, при малой длине выборки, коротких длинах волн и сильном ветре коэффициент подавления может снижаться до нуля дБ – кривая 1).

[1] Бакулев П.А. Радиолокационные системы. Изд. 2-е, перераб. и доп. Сер. Учебник для ВУЗов. – М.: Радиотехника, 2007, 375 с.
[2] Бакулев П.А. [и др.] // Радиотехника. 2016. № 5. С. 142.
[3] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В., Пальгуев Д.А., Козлов С.А., Саберов А.Г., Борзов А.Б., Васильев Д.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 4. С. 331.
[4] Егорочкин Г.А., Бляхман А.Б., Бомштейн А.Д. и др. В кн. История отечественной радиолокации. – М.: ООО «Изд. дом «Столичная энциклопедия», 2015, с. 48.
[5] Сколник М. Справочник по радиолокации. Книга 1 / Под ред. М. Сколника. 3-е издание. Перевод с английского под общей редакцией В.С. Вербы. В 2-х книгах. – М.: Техносфера, 2014, 672 с.

[6] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. 416 с.
[7] Михеев П.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 1. С. 82.
[8] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Козлов С.А., Бессонова Е.В., Насонов В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 62, № 6. С. 460.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ЧИСЕЛ ВЫБОРОЧНОЙ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ МАТРИЦЫ СОБСТВЕННОГО ШУМА ЭЛЕМЕНТОВ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ

О.Е. Кудряшова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Существует ряд радиофизических задач, в которых требуется оценка статистических характеристики всех собственных чисел выборочной корреляционной матрицы процесса. Например, данная задача возникает при оценке степени когерентности радиолокационных сигналов в антенных решетках в виде энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы [1, 2]. В большинстве же работ [3 - 5], посвященных исследованию статистических характеристик шумовых и сигнальных собственных чисел, получены аналитические результаты либо для максимального или минимального шумовых собственных чисел, либо для матриц специального вида (например, теплицевых матриц или матриц Пастура).

Пусть внешние источники сигналов отсутствуют и сигналы, снимаемые с элементов антенной решетки, состоят только из собственного шума, который будем считать некоррелированным, белым гауссовским шумом с нулевым средним и единичной дисперсией.

Для нахождения функции интегрального распределения собственного числа λ_i выборочной корреляционной матрицы $\widehat{\mathbf{M}}$ введем ненормированную выборочную корреляционную матрицу $\mathbf{A}$ [6]

$$\boldsymbol{A} = \sum_{i=1}^{L} \boldsymbol{X}_i \boldsymbol{X}_i^H, \quad \widehat{\boldsymbol{M}} = \frac{1}{L}\boldsymbol{A},$$

где $\mathbf{X}_i$ – статистически–независимые гауссовские случайные векторы размерности N с нулевым средним и корреляционной матрицей $\mathbf{M}$. Так как реально точное значение корреляционной матрицы, как правило, $\mathbf{M}$ неизвестно, используется ее оценка $\widehat{\mathbf{M}}$.

Собственные числа матриц $\mathbf{A}$ и $\widehat{\mathbf{M}}$ (α_i и λ_i соответственно) связаны между собой соотношением

$$\alpha_i = L\lambda_i.$$

При $L \geq N$ случайная эрмитова матрица $\mathbf{A}$ имеет распределение Уишарта [5]:

$$P(\boldsymbol{A}) = C_1(\boldsymbol{M}) \cdot [det(\boldsymbol{A})]^{L-N} \cdot e^{-S_p(\boldsymbol{M}^{-1}\boldsymbol{A})},$$

$$C_1(\mathbf{M}) = \frac{1}{\pi^{\frac{N(N-1)}{2}} \cdot [\det(\mathbf{M})]^L \cdot \prod_{i=1}^{N}(L-i)!}.$$

Совместная плотность вероятности собственных чисел α_i матрицы $\mathbf{A}$ имеет вид [7]:

$$P(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_N) = C_3(N, L) \prod_{i=1}^{N} \alpha_i^{L-N} \cdot e^{-\alpha_i} \prod_{i>j} \left(\alpha_i - \alpha_j\right)^2, \qquad (1)$$

$$C_3(N,L)=\frac{N!}{\prod_{i=1}^{N}(L-i)!\,i!},\quad \alpha_1 \geq \alpha_2 \geq \cdots \geq \alpha_N \geq 0.$$

Для того чтобы найти функцию распределения $F_1(\alpha)=P\{\alpha_1<\alpha\}$ первого (максимального) собственного числа α_1 случайной матрицы **A**, необходимо проинтегрировать выражение (1) по всем собственным числам в диапазоне от 0 до ∞ и по максимальному собственному числу α_1, удовлетворяющему условию $0<\alpha_1<\alpha$:

$$F_1(\alpha)=\int_0^{\alpha} d\alpha_1 \int_0^{\infty} d\alpha_2 \ldots \int_0^{\infty} P(\alpha_1,\alpha_2,\ldots,\alpha_N)d\alpha_N.$$

Учитывая, что $P(\alpha_1,\alpha_2,\ldots,\alpha_N)=0$ при невыполнении условия $\alpha_1 \geq \alpha_2 \geq \cdots \geq \alpha_N \geq 0$, а также симметричность относительно перестановки аргументов α_i, т.е. $P(\alpha_1,\ldots,\alpha_i,\ldots,\alpha_j,\ldots,\alpha_N)=P(\alpha_1,\ldots,\alpha_j,\ldots,\alpha_i,\ldots,\alpha_N)$ для $i,j=1\ldots N$, функцию распределения $F_1(\alpha)$ можно записать следующим образом:

$$F_1(\alpha)=\frac{C_3(N,L)}{N!}\int_0^{\alpha} d\alpha_1 \ldots \int_0^{\alpha}\prod_{i=1}^{N}(\alpha_i^{L-N}\cdot e^{-\alpha_i})\prod_{i>j}(\alpha_i-\alpha_j)^2\,d\alpha_N.$$

Рассмотрим интегральную функцию распределения шумовых собственных чисел для двумерного случая. Функция распределения первого собственного числа для двухэлементной антенной решетки была рассмотрена в [6].

Функция распределения второго собственного числа при $N=2$ будет выглядеть следующим образом:

$$F_2(\alpha)=C_3(2,L)\int_0^{\infty}\int_0^{\alpha}(\alpha_1\cdot\alpha_2)^{L-2}\cdot e^{-(\alpha_1+\alpha_2)}\cdot(\alpha_1-\alpha_2)^2 d\alpha_2\,d\alpha_1. \qquad (2)$$

Учитывая свойство аддитивности ($\int_0^{\infty} f(x)dx=\int_0^{\alpha} f(x)dx+\int_{\alpha}^{\infty} f(x)dx$), выражение (2) можно представить в виде

$$\begin{aligned}F_2(\alpha)=C_3(2,L)&\int_0^{\alpha}\int_0^{\alpha}(\alpha_1\cdot\alpha_2)^{L-2}\cdot e^{-(\alpha_1+\alpha_2)}\cdot(\alpha_1-\alpha_2)^2 d\alpha_2\,d\alpha_1+\\ +C_3(2,L)&\int_{\alpha}^{\infty}\int_0^{\alpha}(\alpha_1\cdot\alpha_2)^{L-2}\cdot e^{-(\alpha_1+\alpha_2)}\cdot(\alpha_1-\alpha_2)^2 d\alpha_2\,d\alpha_1.\end{aligned} \qquad (3)$$

Видно, что первое слагаемое данного выражения представляет собой функцию распределения первого собственного числа $F_1(\alpha)$. Таким образом, выражение (3) можно записать в следующем виде:

$$F_2(\alpha)=F_1(\alpha)++C_3(2,L)\int_{\alpha}^{\infty}\int_0^{\alpha}(\alpha_1\cdot\alpha_2)^{L-2}\cdot e^{-(\alpha_1+\alpha_2)}\cdot(\alpha_1-\alpha_2)^2 d\alpha_2\,d\alpha_1. \qquad (4)$$

После несложных преобразований выражение (4) можно представить в виде

$$F_2(\alpha) = F_1(\alpha) + C_3(2,L)\cdot[\Gamma(L+1,\alpha)\cdot\gamma(L-1,\alpha) - \Gamma(L,\alpha)\cdot\gamma(L,\alpha)] + \\ + C_3(2,L)\cdot[\Gamma(L-1,\alpha)\cdot\gamma(L+1,\alpha) - \Gamma(L,\alpha)\cdot\gamma(L,\alpha)], \quad (5)$$

где $\Gamma(L,\alpha) = \int_{\alpha}^{+\infty} t^{L-1}\cdot e^{-t}dt$ – верхняя неполная гамма-функция, $\gamma(L,\alpha) = \int_{0}^{\alpha} t^{L-1}\cdot e^{-t}dt$ – нижняя неполная гамма-функция.

Выражение (5) представляет собой сумму детерминантов матрицы размерности $[2\times 2]$, состоящей из верхних и нижних неполных гамма-функций:

$$F_2(\alpha) = F_1(\alpha) + C_3(2,L)\cdot det\begin{bmatrix}\gamma(L-1,\alpha) & \gamma(L,\alpha)\\ \Gamma(L,\alpha) & \Gamma(L+1,\alpha)\end{bmatrix} + \\ + C_3(2,L)\cdot \det\begin{bmatrix}\Gamma(L-1,\alpha) & \Gamma(L,\alpha)\\ \gamma(L,\alpha) & \gamma(L+1,\alpha)\end{bmatrix}.$$

Соответственно, интегральная функция распределения $F_2(2,L,\lambda)$ второго шумового собственного числа выборочной корреляционной матрицы $\widehat{\mathbf{M}}$ в двумерном случае ($N=2$) в отсутствии внешних источников записывается следующим образом:

$$F_2(2,L,\lambda) = F_1(2,L,\lambda) + C_3(2,L)\cdot det\begin{bmatrix}\gamma(L-1,L\lambda) & \gamma(L,L\lambda)\\ \Gamma(L,L\lambda) & \Gamma(L+1,L\lambda)\end{bmatrix} + \\ + C_3(2,L)\cdot \det\begin{bmatrix}\Gamma(L-1,L\lambda) & \Gamma(L,L\lambda)\\ \gamma(L,L\lambda) & \gamma(L+1,L\lambda)\end{bmatrix},$$

$$C_3(2,L) = \frac{1}{\Gamma(L)\cdot\Gamma(L-1)},$$

где $\Gamma(L) = \int_{0}^{+\infty} t^{L-1}\cdot e^{-t}dt$ – полная гамма-функция.

Функция распределения m-го ($m\geq 2$) собственного числа равна сумме детерминантов матриц, полученных из перестановок с повторениями строк, состоящих из неполных верхних $\Gamma(L-N+i+j-1,L\lambda)$ и нижних $\gamma(L-N+i+j-1,L\lambda)$ гамма-функций. Количество таких перестановок равно [8]:

$$\binom{N}{k_1,k_2} = \frac{N!}{k_1!\cdot k_2!},$$

где $k_1 = m-1$ – число строк, состоящих из неполных верхних гамма-функций $\Gamma(L-N+i+j-1,L\lambda)$; $k_2 = N-k_1$ – число строк, состоящих из неполных нижних гамма-функций $\gamma(L-N+i+j-1,L\lambda)$.

Учитывая полученные зависимости, можно записать интегральную функцию распределения $F_m(N,L,\lambda)$ m-го ($m\geq 2$) шумового собственного числа выборочной корреляционной матрицы $\mathbf{M}$ в N-мерном случае в следующем виде:

$$F_m(N,L,\lambda) = C_3(N,L)\cdot\left(\sum_{\substack{\binom{N}{k_1,k_2}\\ i,j=1\ldots N}} \det(\mathbf{B}_{ij})\right) + F_{m-1}(N,L,\lambda),$$

$$\mathbf{B}_{ij} = \begin{bmatrix} \mathbf{D}_{ij} \\ \mathbf{G}_{ij} \end{bmatrix}, \quad i,j = 1 \dots N,$$

$$\mathbf{D}_{ij} = \Gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda), \qquad i = 1 \dots k_1, \quad j = 1 \dots N,$$

$$\mathbf{G}_{ij} = \gamma(L - N + i + j - 1, L\lambda), \qquad i = 1 \dots k_2, \quad j = 1 \dots N,$$

$$k_1 + k_2 = N, \quad m = 2 \dots N, \quad k_1 = m - 1, \quad k_2 = N - k_1.$$

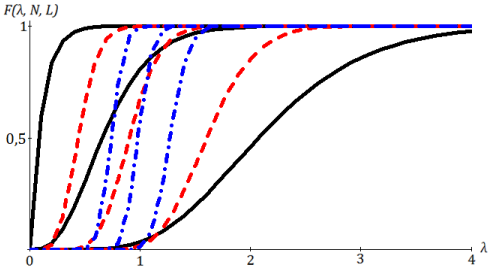


Рис.

На рисунке в качестве иллюстрации приведены функции распределения трех собственных чисел для трехмерного случая ($N = 3$) и различного числа выборок $L = \{3, 10, 50\}$. Видно, что при увеличении количества выборок L средние значения распределений собственных чисел стремятся к значению $\lambda = 1$, т.е. оценочная матрица $\widehat{\mathbf{M}} \to \mathbf{M}$.

[1] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 1. С. 69.

[2] Орлов И.Я., Фитасов Е.С., Ивлев Д.Н., Козлов С.А. // Антенны. 2017. № 3. С. 31.

[3] Болховская О.В., Мальцев А.А., Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47, № 8. С. 694.

[4] Ермолаев В.Т., Мальцев А.А., Родюшкин К.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 12. С. 1062.

[5] Андерсон Т. Введение в многомерный статистический анализ. – М.: Физматгиз, 1963, 500 с.

[6] Родюшкин К.В. Обнаружение, разрешение и оценивание числа источников сигналов антенной решеткой в случае коротких выборок и неизвестных волновых фронтов : дис. кандидата физ.-мат. наук. Нижний Новгород, 2002, 129 с.

[7] Гирко В.Л. Спектральная теория случайных матриц. – М.: Наука, 1988, 376 с.

[8] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. Изд. 4-е. – М.: Наука, 1978, 832 с.

Секция «Радиофизические методы измерения
и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 17 мая 2022 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ФОРМИРОВАНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ МЁССБАУЭРОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С УПРАВЛЯЕМЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ В ДВИЖУЩЕМСЯ РЕЗОНАНСНОМ ЯДЕРНОМ ПОГЛОТИТЕЛЕ

И.Р. Хайрулин, Е.В. Радионычев, В.А. Антонов

ИПФ РАН

Исследования в жёстком рентгеновском / мягком гамма-диапазоне составляют в настоящее время динамично развивающуюся область физики. Помимо глубокого фундаментального значения данные исследования находят множество применений в материаловедении, физике, химии, биологии, медицине.

Основными источниками излучения в диапазоне единиц – десятков килоэлектронвольт являются синхротроны, лазеры на свободных электронах, лазерная плазма, а также радиоактивные мёссбауэровские изотопы. В настоящее время большое число задач получения килоэлектронвольтного излучения и его взаимодействия с веществом связано с излучением от синхротронных рентгеновских источников. Однако огромные размеры и колоссальная стоимость строительства и эксплуатации таких источников ограничивают их применение для научных исследований и практических приложений несколькими ядерными центрами в мире. Радиоактивные мёссбауэровские источники (РМИ) имеют миниатюрные размеры и позволяют получать однофотонное излучение с уникальной степенью монохроматичности благодаря эффекту Мёссбауэра.

Эффект Мёссбауэра состоит в излучении и поглощении фотонов веществом без отдачи. В результате ширины спектральных линий излучения источника и поглощения соответствующего ядерного перехода близки к естественному пределу. Так, фотоны с энергией 14.4 кэВ, испускаемые без отдачи РМИ ^{57}Co, имеют спектральную ширину порядка 1 МГц, что составляет $3\cdot10^{-12}$ от несущей частоты. Это вместе с высокой частотой гамма-излучения позволяет эффективно управлять взаимодействием между излучением и соответствующим резонансным ядерным переходом путём механического смещения поглощающей среды относительно источника благодаря эффекту Доплера. В то же время, благодаря возможности фокусировки такого излучения в пятно порядка нескольких нанометров [1], появляется возможность создания компактных устройств, реализующих эффективное взаимодействие одиночных фотонов гамма-диапазона с ядерными ансамблями, что может быть использовано не только в спектроскопических целях, но и для реализации эффектов квантовой оптики и алгоритмов квантовой информатики в гамма-диапазоне.

В работе [2] был предложен и экспериментально продемонстрирован метод управления спектрально-временными характеристиками, прежде всего, волновой формой одиночного мёссбауэровского гамма-фотона, которая соответствует временной зависимости интенсивности однофотонного волнового пакета, в вибрирующем по гармоническому закону резонансном ядерном поглотителе. В качестве источника в этом эксперименте выступал РМИ ^{57}Co, а поглотителем была тонкая фольга из нержавеющей стали, содержащей резонансные ядра ^{57}Fe. Была показана возможность преобразования экспоненциально затухающего однофотонного волнового пакета с энергией фотонов 14.4 кэВ в регулярную последовательность наносекундных импульсов.

Причину возникновения импульсов удобно пояснить, перейдя в сопровождающую систему отсчёта, в которой ядра поглотителя покоятся. В ней спектр поглощения среды является одночастотным, а падающее квазимонохроматическое излучение вследствие эффекта Доплера становится частотно модулированным. Его спектр состоит из лоренцевых контуров, отстоящих друг от друга на частоту колебаний среды, с амплитудами, определяемыми функцией Бесселя первого рода n-го порядка от индекса модуляции, который в данном случае является нормированной амплитудой колебаний среды. На входе в среду в сопровождающей системе отсчёта спектральные компоненты можно разделить на две группы – синфазные и противофазные. Все компоненты сбалансированы таким образом, что их интерференция приводит к экспоненциально спадающей волновой форме гамма-фотона и отсутствию импульсов. Если удалить хотя бы одну из компонент, то баланс нарушается, приводя к возникновению модуляции интенсивности. При индексе модуляции $p < 2$ спектр поля содержит не более пяти значимых спектральных компонент, из которых только одна с номером $n = -1$ или $n = +1$ оказывается противофазной к остальным. Таким образом, импульсы в волновой форме фотона будут формироваться, если удалить указанную спектральную компоненту с $n = -1$ (или с $n = +1$) посредством настройки в резонанс с поглотителем в сопровождающей системе отсчёта. Это можно сделать путём дополнительного смещения источника с постоянной скоростью по направлению к поглотителю (или от него) вследствие эффекта Доплера. При этом импульсы будут иметь максимальную амплитуду, если максимизировать амплитуду удаляемой противофазной компоненты, что в случае гармонических колебаний поглотителя достигается при индексе модуляции $p = 1.84$. В результате спектр поля одиночного гамма-фотона на выходе из среды будет состоять из четырёх синфазных спектральных компонент, конструктивная интерференция которых и приводит к формированию последовательности наносекундных импульсов. Стоит, однако, отметить, что длительность получаемых таким образом импульсов жёстко связана с периодом их следования, который определяется периодом колебаний поглотителя: чем меньше период колебаний, тем меньше длительность импульсов, тем меньше период их следования.

Для преодоления указанного ограничения в настоящей работе рассмотрен общий случай ангармонических колебаний поглотителя на основной частоте и её гармониках. Как и в случае гармонических колебаний среды, для формирования коротких интенсивных импульсов в волновой форме гамма-фотона в сопровождающей системе отсчёта необходимо путём подбора амплитуд и относительных фаз гармоник движения максимизировать амплитуду спектральной компоненты с $n = -1$ и удалить её путём настройки в резонанс с линией поглощения. При этом добавление новых гармоник в закон движения поглотителя приводит к формированию более интенсивных и коротких импульсов, но с меньшей энергией. Связано это с тем, что с увеличением числа гармоник в законе движения при условии максимизации амплитуды удаляемой спектральной компоненты с $n = -1$ в спектре падающего поля появляются новые синфазные компоненты, и, в то же время, всё большая часть энергии падающего поля концентрируется в единственной противофазной компоненте с $n = -1$. Таким образом, суммарная энергия синфазных компонент уменьшается и при этом распределяется по большему спектральному интервалу. В результате после удаления противофазной

компоненты спектр на выходе из поглотителя состоит из большего числа синфазных спектральных компонент с меньшей амплитудой.

Более того, при добавлении новых гармоник в закон движения поглотителя амплитуды и фазы «старых» гармоник практически не изменяются. Это означает, что существует оптимальный закон движения поглотителя, при котором формируются наиболее интенсивные и короткие импульсы в волновой форме гамма-фотона. Оказалось, что он соответствует несимметричной пиле, состоящей из периодических участков плавного смещения на длину волны резонансного излучения и быстрого возврата поглотителя в исходное положение. При этом импульсы в волновой форме фотона формируются на возвратных участках закона движения. Если длительность возвратного движения поглотителя много меньше характерного времени установления отклика резонансной поляризации среды, то длительность формируемых импульсов, определённая по основанию импульса, равняется длительности возвратного движения.

Далее, необходимо отметить, что закон движения в виде периодической несимметричной пилы получен при условии настройки поглотителя в резонанс со спектральной компонентой с $n = -1$. Т.к. на практике такая настройка совершается путём смещения источника относительно поглотителя с постоянной скоростью в сторону поглотителя за счёт эффекта Доплера, то на участке плавного смещения по закону несимметричной пилы источник и поглотитель движутся практически с одинаковой скоростью в одну и ту же сторону, т.е. покоятся друг относительно друга. Таким образом, движение поглотителя по периодическому закону несимметричной пилы относительно движущегося с постоянной скоростью источника эквивалентно периодическим коротким смещениям поглотителя относительно покоящегося источника на длину волны резонансного излучения. В свою очередь, однократное короткое смещение поглотителя на длину волны излучения с точки зрения волновой формы фотона эквивалентно короткому смещению поглотителя на половину длины волны с последующим возвращением в исходное положение за то же время.

Для объяснения механизма формирования импульсов в волновой форме гамма-фотона рассмотрим однократное смещение поглотителя на половину длины волны фотона с последующим возвратом в исходное положение. В этом случае в волновой форме гамма-фотона формируется одиночный короткий всплеск. Его возникновение обусловлено быстрым изменением фазы между падающим резонансным и когерентно рассеянным полями вследствие эффекта Доплера. До смещения когерентно рассеянное поле находится в противофазе с полем падающего фотона и в оптически толстом поглотителе быстро (за время, много меньшее длительности волновой формы падающего фотона) становится сопоставимым с ним по амплитуде. Вследствие этого интенсивность суммарного излучения на выходе из поглотителя близка к нулю, что соответствует резонансному поглощению падающего поля. Далее, в процессе быстрого смещения поглотителя на половину длины волны фотона и последующего возвращения в исходное положение за тот же интервал времени относительная фаза между ними быстро и непрерывно растёт сначала от 0 до π, а затем уменьшается от π до 0 вследствие эффекта Доплера. При этом, если длительность полного смещения намного меньше времени релаксации отклика поглотителя, то когерентно рассеянное поле не успевает измениться. В момент, когда поглотитель смещён относительно источни-

ка на половину длины волны, падающее и когерентно рассеянное поля оказываются в фазе, а их конструктивная интерференция приводит к формированию интенсивного импульса. После возвращения в исходное положение поглотитель покоится относительно источника, и условия взаимодействия резонансного излучения с поглотителем становятся такими же, как до смещения. В результате длительность такого всплеска, определённая по основанию импульса, совпадает с длительностью смещения.

Важным при этом оказывается тот факт, что при повторяющемся подобном смещении поглотителя относительно источника каждый импульс в волновой форме гамма-фотона формируется независимо от других импульсов, что позволяет независимо управлять как длительностью каждого импульса, так и интервалом их следования. Это, в частности, позволяет формировать в волновой форме фотона последовательность пачек импульсов с произвольным числом импульсов в каждой пачке, с произвольным интервалом следования импульсных пачек и с произвольной длительностью каждого импульса в пачке. Более того, в том случае, когда отдельное смещение поглотителя совершается за время, много меньшее времени отклика резонансной поляризации среды, форма каждого всплеска однозначно связана с относительной фазой между падающим и когерентно рассеянным полями. Это позволяет формировать импульсы с наперёд заданной формой – это может быть меандр, симметричный или скошенный треугольник, импульс типа синус-квадрат и т.д. При этом амплитуду соответствующих импульсов можно изменять путём изменения амплитуды смещения поглотителя в пределах от нуля до половины длины волны резонансного излучения.

Таким образом, в настоящей работе предложенный ранее метод формирования коротких импульсов в волновой форме гамма-фотона за счёт прохождения через вибрирующий по гармоническому закону резонансный ядерный поглотитель был обобщён на случай ангармонических колебаний. Показано, что для получения наиболее интенсивных и коротких импульсов поглотитель необходимо быстро смещать относительно источника на половину длины волны резонансного излучения с последующим быстрым возвратом в исходное положение. Также показана возможность преобразования квазимонохроматического гамма-излучения в последовательность контролируемого числа импульсов с независимо управляемыми амплитудой, длительностью и формой каждого импульса, а также с произвольными интервалами следования между импульсами.

[1] Döring F., Robisch A.L., Eberl C., Osterhoff M., Ruhlandt A., Liese T., Schlenkrich F., Hoffmann S., Bartels M., Salditt T., Krebs H.U. // Opt. Express 2013. Vol. 21, № 16. P. 19311.

[2] Vagizov F., Antonov V., Radeonychev Y.V., Shakhmuratov R.N., Kocharovskaya O. // Nature 2014. Vol. 508, № 7494. P. 80.

ОПТИМАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОНИЖЕННОЙ ЧАСТОТЫ ЗА СЧЁТ ЭФФЕКТА ДОПЛЕРА ПРИ ОТРАЖЕНИИ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СЛОЯ ПЛАЗМЫ

Н.А. Михейцев, А.В. Коржиманов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

При взаимодействии лазерного импульса с интенсивностью 10^{22} Вт/см^2 с плазмой околокритической плотности наблюдается множество релятивистских нелинейных эффектов. Одним из таких эффектов является генерация низкочастотного излучения при обратном отражении в силу эффекта Доплера. Такие системы актуальны с точки зрения преобразования оптической энергии излучения в кинетическую энергию движения заряженных частиц [1] и энергию излучения других спектральных диапазонов [2]. В данной работе исследуется генерациz низкочастотного излучения в диапазоне выше 3 мкм в лазерно-плазменных системах.

Диапазон относится к плохо освоенным в силу того, что частота излучения здесь слишком мала для эффективной лазерной генерации, но слишком велика для электронных методов генерации. При этом в последние годы наблюдается резкий рост эффективности источников в этом диапазоне на основе параметрического усиления света, были достигнуты релятивистские интенсивности излучения [3]. Несмотря на плохую освоенность диапазона, источники среднего инфракрасного излучения чрезвычайно востребованы в большом числе спектрографических приложений [4]. В pump-probe экспериментах с контролируемой задержкой это позволяет изучать динамику электронной конфигурации с фемтосекундным разрешением во времени.

В настоящей работе мы обращаем внимание, что при отражении интенсивного лазерного излучения от поверхности плазмы наблюдается генерация низкочастотного излучения. Подходящим для наблюдения этого эффекта источником оптических импульсов является лазерная установка PEARL в ИПФ РАН, на которой удалось достичь петаваттных мощностей и длительности импульсов от 11 фс до 15 фс. Целью данной работы является поиск оптимальных параметров с учётом возможности экспериментальной установки для генерации низкочастотного излучения.

Основной метод исследования – двумерное численное моделирование, выполненное с помощью программного комплекса PICADOR [5], в котором реализован метод частиц в ячейках.

Выбор поляризации и огибающей импульса

Лазерный импульс релятивистской интенсивности при падении на однородный слой закритической плазмы оказывает пондеромоторное воздействие на электронную компоненту плазмы. Под действием светового давления электроны отжимаются в тонкий слой с концентрацией, много большей критической. Этот слой может двигаться с релятивистской скоростью, при этом отражая излучение назад с доплеровским сдвигом частоты.

Пондеромоторной силе со стороны излучения противодействует сила разделения зарядов, за счёт которой возможно достижение квазистационарного режим отжатия с сохранением резкой границы электронного слоя. Положение этой границы определяется амплитудой лазерного импульса и плотностью плазмы. Поэтому скорость движения отражающей границы пропорциональна скорости роста амплитуды поля и обратно пропорциональна начальной концентрации мишени. Однако в эксперименте получение импульсов с резким передним фронтом – нетривиальная задача, поэтому далее будем рассматривать падающие импульсы с плавной огибающей в виде гауссовой кривой. Поляризацию выберем циркулярную, так как в этом случае отжатие происходит более плавно, эффективность преобразования в численном моделировании на порядок выше по сравнению с линейной поляризацией.

Режимы взаимодействия

Введём безразмерные величины поля и концентрации: $a = e\mathrm{E}/(mc\omega)$ – компонента поля, $n_e = 4\pi N_0 e^2/(m\omega^2)$ – концентрация электронов, ω – частота падающего излучения, m – масса электрона, e – элементарный заряд. Тогда задачу можно разделить на 2 режима взаимодействия излучения с плазмой. Первый – это режим прозрачной плазмы с $n_0 < 1$, $a > 1$, в этом случае лазерный импульс распространяется в плазме, образуя каверну за собой. От передней её части возможно отражение с понижением частоты, при этом, так как отжатые электроны движутся со скоростями, близкими к световым, то ожидается сильное доплеровское смещение. Однако проблемой этого режима генерации является отражение всего нескольких первых периодом падающего импульса, после чего излучение запирается в плазме. Второй режим с $n_0 > 1$, $a \sim n_0$, случай полного отражения. Преобразование также наблюдается, но сила эффекта относительно слабая из-за меньшей скорости отражающей границы.

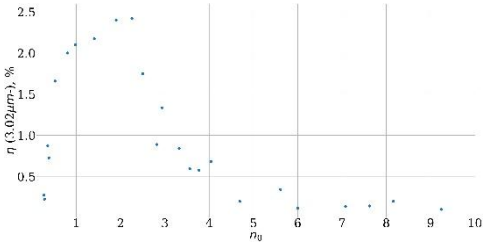


Рис. 1

На рис. 1 приведена зависимость эффективности преобразования – отношение энергии отражённого импульса в диапазоне более 3 мкм к энергии падающего импульса от начальной концентрации. Ярко наблюдаются два вышеуказанных режима: для прозрачной мишени при уменьшении концентрации частиц коэффициент отражения падает, что уменьшает эффективность преобразования; для непрозрачной плазмы эффективность также невелика из-за слабого проявления эффекта. Оптимум наблюдается при концентрации, равной одной-двум критическим концентрациям.

Зависимость эффективности от длительности и фокуса импульса

На рис. 2 представлена зависимость эффективности преобразования от длительности падающего импульса. В численном моделировании фиксировались мощность падающего импульса 1 петаватт и его ширина в фокусе 10 мкм. При этих параметрах интенсивность, а с ней и амплитуда падающего импульса постоянны, тогда при уменьшении длительности импульса ожидаем увеличение эффективности, так как

скорость роста амплитуды увеличивается. Такая динамика наблюдается и в численном моделировании – вне зависимости от концентрации эффективность максимальна для меньших длительностей падающего импульса.

На рис. 3 представлена зависимость эффективности преобразования от радиуса импульса в фокусе. Фиксировались концентрация частиц, энергия и длительность падающего импульса, тогда при уменьшении размера пучка амплитуда импульса растёт, ожидается увеличение эффективности за счёт большей скорости отражающей границы. Однако в численном моделировании наблюдается плато при радиусе пучка в фокусе меньше 8 мкм, это связано с двумерностью задачи. При больших радиусах отжатие электронов происходит равномерно в поперечной плоскости, источник излучения относительно большой. При острой фокусировке отражающая граница сильно искривлена, отжатие хоть и глубокое, но только в центре падающего импульса, на периферии импульса наблюдается отжатие в поперечном направлении в ущерб эффективности преобразования.

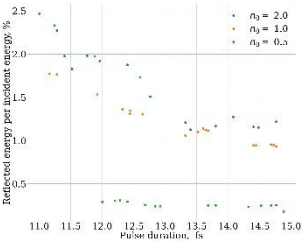


Рис. 2

Вывод

В данной работе исследовалась оптимальная генерация ультракоротких импульсов в диапазоне более 3 мкм при обратном отражении релятивистски-интенсивного лазерного импульса от слоя плазмы. Оптимальные параметры для падающего лазерного импульса – циркулярная поляризация с наименьшей длительностью импульса (при фиксированной мощности), радиусом пучка от двух до восьми микрон в фокусе. Оптимальные параметры плазменной мишени – однородный слой с начальной концентрацией одна-две критические концентрации.

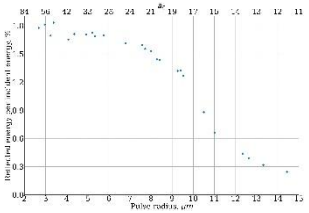


Рис. 3

[1] Esarey E., Schroeder C., Leemans W. // Reviews of Modern Physics. 2009. Vol. 81. P. 1229.
[2] Albert F., Thomas A.G.R. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. Vol. 58.
[3] Wilson D.J., Summers A.M., Zigo S., Davis B., Robatjazi S.-J., Powell J.A., Rolles D., Rudenko A., Trallero-Herrero C.A. // Scientific Reports. 2019. Vol. 9. P. 6002.
[4] Meshcherinov V.V., Spiridonov M.V., Kazakov V.A., Rodin A.V. // Quantum Electronics. 2020. Vol. 50. P. 1055.
[5] Gonoskov A. et. al. // Phys. Rev. 2011. Vol. 51. P. 046403.

ПРИРОДА НЕРЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ГАЗАХ: ОБЗОР НЕДАВНИХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Т.А. Одинцова, А.О. Королева, Е.А. Серов, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Наблюдаемое поглощение излучения в атмосфере можно представить как сумму двух составляющих: резонансной (сумма резонансных линий атмосферных молекул) и нерезонансной (континуума) – плавно меняющейся с частотой подставки под резонансным поглощением. В большинстве случаев параметры резонансных линий основных атмосферных молекул достаточно хорошо изучены и табулированы в спектроскопических базах данных (например, HITRAN [1]), и в настоящее время исследование резонансного поглощения направлено на уменьшение неопределенности параметров линий до уровня 1 % и менее, а также на учет тонких эффектов, связанных с особенностями межмолекулярного столкновительного взаимодействия в различных термодинамических условиях и влияющих на форму линии вблизи ее центра, вклад которых также составляет порядка 1 %.

Континуальное поглощение существенно (до нескольких порядков) меньше резонансного вблизи центров интенсивных молекулярных линий, однако в окнах прозрачности атмосферы (в промежутках между линиями) континуум обуславливает существенную часть наблюдаемого поглощения, превышая в отдельных случаях резонансное поглощение на порядок. Поэтому неучет континуума в общем поглощении атмосферой Земли приводит к более существенным ошибкам, чем неточности моделирования резонансного поглощения. Осознание этого факта научным сообществом отражается в появлении в спектроскопической базе данных HITRAN специального раздела, посвященного нерезонансному поглощению [2]. Раздел находится на этапе заполнения, и в данный момент не содержит информации об основной составляющей атмосферного континуума, – связанной с водяным паром. Для учета атмосферного континуума в моделях распространения используется полуэмпирическая модель MT_CKD [3], трактующая континуум как неопределенное поведение крыльев резонансных линий при больших отстройках от центра. Модель построена на основе имеющихся экспериментальных данных, и ее применение в частотных или температурных диапазонах, в которых ранее не было измерений, порой приводит к существенным ошибкам. Поэтому для учета континуума необходима физически обоснованная модель, построенная на основе современных представлений о его природе, и которая подтверждалась бы надежными высокоточными экспериментальными данными.

Континуальное поглощение впервые было обнаружено в окнах прозрачности атмосферы еще в начале прошлого века, однако до сих пор остается плохо изученным. Это связано: (1) с малой величиной континуума по сравнению с резонансным поглощением и (2) с тем, что континуум эмпирически определяется как разность наблюдаемого и расчетного резонансного поглощений, а значит, точность его определения зависит от точности моделирования резонансного поглощения.

Известно, что континуум обусловлен столкновительным взаимодействием молекул, приводящим к образованию парных молекулярных состояний (димеров и свободных пар), а также к отличию дальних крыльев резонансных линий молекул от

моделей, полученных в ударном приближении (например, профиль Лоренца) [4 и ссылки там]. В рамках данной работы природа континуума исследовалась на примере смеси CO_2 с Ar и чистого водяного пара в миллиметровом (мм) и субмиллиметровом (субмм) диапазонах. Практический интерес к H_2O- и CO_2-континууму связан с необходимостью развития глобальных климатических моделей, что требует описания радиационных свойств атмосфер Земли (H_2O-континуум) и ее соседей по Солнечной системе, Венеры и Марса (CO_2-континуум). Это обусловило ряд работ, посвященных экспериментальным и теоретическим исследованиям H_2O- и CO_2-континуума в мм, субмм частотных диапазонах [4, 5 и ссылки там]. Особенностью данной работы является высокая точность измерений поглощения, обусловленная рекордной чувствительностью использованной аппаратуры и широкий частотный диапазон экспериментальных данных, что позволяет, опираясь на результаты теоретических расчетов, выделить вклады различных механизмов формирования континуума в наблюдаемое поглощение и заложить основы построения физически обоснованной модели континуума.

Вышеупомянутые механизмы парных столкновительных взаимодействий молекул обусловливают экспериментально установленную зависимость коэффициента поглощения континуума α от произведения парциальных давлений в смеси газов X и Y:

$$\alpha_{X-Y}(f,p) = \mathrm{C}_{X-Y}(f)p_X p_Y = S_{X-Y}(f)f^2 p_X p_Y, \quad (1)$$

где p – давление, f – частота, C – сечение континуума, определяемое как коэффициент поглощения, нормированный на произведение давлений, S – спектральная функция, используемая для наглядности представления экспериментальных данных и соответствующая нормировке сечения континуума на общий для всех типов поглотителей излучения «радиационный член», который в мм- и субмм-диапазонах эквивалентен квадрату частоты.

Спектры поглощения чистого CO_2 и его смеси с Ar регистрировались с помощью высокочувствительного широкодиапазонного резонаторного спектрометра [6] в частотном диапазоне от 105 до 240 ГГц при комнатной температуре и давлениях от 0.5 до 2 атм. Особенностью спектра CO_2 в исследуемом диапазоне является отсутствие резонансного поглощения (у молекулы CO_2 нет постоянного дипольного момента, и, как следствие, чисто вращательного спектра), т.е. все наблюдаемое поглощение является континуальным и при не очень высоких давлениях обусловливается димерами и свободными парами.

В случае смеси CO_2 с Ar регистрируемый коэффициент поглощения складывается из двух составляющих, соответствующих взаимодействию молекул CO_2 друг с другом ($\alpha_{CO_2-CO_2}(f,p)$) и с молекулами Ar ($\alpha_{CO_2-Ar}(f,p)$), а составляющей $\alpha_{Ar-Ar}(f,p)$ можно пренебречь:

$$\alpha(f,p) = \alpha_{CO_2-CO_2}(f,p) + \alpha_{CO_2-Ar}(f,p). \quad (2)$$

Поэтому для определения поглощения α_{CO_2-Ar} использовались экспериментальные данные о поглощении в чистом CO_2. Полученная спектральная функция CO_2-Ar континуума представлена на рис.1 (серые ромбы) вместе с результатами расчетов методом классических траекторий, включающими поглощение димерами и свободными

парами ([5, 7], красные кривые) и экспериментальными данными из более ранних работ [7 и ссылки там] (показаны чёрными точками с воротами погрешности). Отдельно на рис.1 представлен вклад свободных пар в поглощение (синяя кривая) согласно расчету [7]. Достоверность экспериментальных данных и результатов расчетов подтверждается их согласием в пределах погрешности. Широкий пик в районе 100 ГГц соответствует частотам наиболее интенсивных при данной температуре вращательных переходов между заселенными состояниями димера CO_2-Ar.

Аналогичные характерные особенности спектра континуума H_2O, согласно расчетам, должны находиться в более высокочастотном диапазоне. Для их обнаружения использовались широкодиапазонные спектры водяного пара, зарегистрированные с помощью Фурье-спектрометра FTS–125, оборудованного многоходовой газовой ячейкой, и мощного широкодиапазонного излучения синхротрона SOLEIL. Спектры регистрировались в частотном диапазоне от 300 до 1000 ГГц при комнатной температуре и давлениях от 8 до 12 торр. Континуум определялся как разность экспериментального поглощения водяного пара и резонансного поглощения, которое моделировалось как сумма профилей Ван Флека–Хубера с параметрами из базы данных HITRAN [1]. Кроме того, для анализа использовались экспериментальные данные о континууме мм-диапазона, полученные ранее с помощью резонаторного спектрометра, а также данные из литературы [4 и ссылки там].

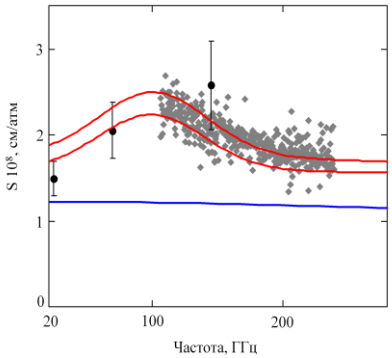


Рис. 1

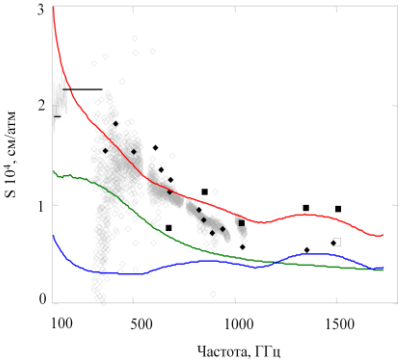


Рис. 2

В настоящее время расчет континуального поглощения водяного пара не представляется возможным ввиду сложности объекта. Для его описания в данной работе используется упрощенная физически обоснованная модель, которая учитывает отличие наблюдаемой формы крыльев резонансных линий от лоренцевой и поглощение димерами [4] (вклад поглощения свободных пар в континуум водяного пара пренебрежимо мал [8]). Для учета вклада димерного поглощения в модель заложены его расчетный спектр (из работы [9]) и константа равновесия (из работы [10]). Для учета вклада крыльев резонансных линий используется модель, предложенная в [11], которая учитывает конечность времени столкновительного взаимодействия, а также вращение молекул во время столкновения. Модель содержит два варьируемых парамет-

ра, которые определяются из наилучшего соответствия экспериментальным спектрам континуума. На рис. 2 представлены спектральные функции континуума, соответствующие нашим экспериментальным данным (серые ромбы) и данным из литературы (черные символы), модели (красная кривая) и ее составляющим (зеленая кривая – поглощение димерами, синяя кривая – вклад крыльев резонансных линий).

Сравнение экспериментальных данных о континууме CO_2-Ar с результатами расчетов и данных о континууме H_2O-H_2O с упрощенной моделью позволило сделать следующие выводы о природе континуума: (1) наблюдаемые спектральные особенности (спад спектральных функций CO_2-Ar континуума около 105–180 ГГц и H_2O-H_2O континуума около 300–1000 ГГц) обусловлены поглощением димерами, что подтверждает факт их существования в равновесных термодинамических условиях, близких к атмосферным, и их значительный вклад в наблюдаемый континуум; (2) кроме поглощения димерами в континууме CO_2-Ar наблюдается поглощение свободными парами, а в континууме H_2O-H_2O – проявление суперлоренцевых крыльев резонансных линий.

Полученные нами экспериментальные данные использовались для уточнения полуэмпирической модели атмосферного континуума MT_CKD (версия 3.5), а также для валидации результатов расчета нерезонансного поглощения CO_2-Ar [5], которые уже внесены в спектроскопическую базу данных HITRAN [12].

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 22-17-00041.

[1] Gordon I. E., et al. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2022. Vol. 277. P. 107949.
[2] Karman T., et al. // Icarus. 2019. Vol. 328. P. 160.
[3] Mlawer E.J., et al. // Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci. 2012. Vol. 370. P. 2520.
[4] Odintsova T. A., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2022. Vol. 386. P. 111603.
[5] Odintsova T. A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2021. Vol. 258. P. 107400.
[6] Koshelev M.A. et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8. I. 6. P.773.
[7] Oparin D.V., Filippov N.N., Grigoriev I.M., Kouzov A.P. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 196. P. 87.
[8] Третьяков М. Ю., Сысоев А. А., Одинцова Т. А., Кюберис А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 4. С. 287.
[9] Scribano Y., Leforestier C. // J. Chem. Phys. 2007. Vol. 126. P. 234301.
[10] Третьяков М.Ю., Серов Е.А., Одинцова Т.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 10. С. 778.
[11] Serov E.A., Odintsova T.A., Tretyakov M.Yu., Semenov V.E. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2017. Vol. 193. P. 1.
[12] https://hitran.org/cia/

КОНТИНУАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ CO_2 В ММ-ДИАПАЗОНЕ

Т.А. Одинцова, А.О. Королева, Е.А. Серов, М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Углекислый газ (CO_2) является вторым по значимости (после водяного пара) парниковым газом, существенно влияющим на климат Земли, что требует постоянного мониторинга его содержания в атмосфере методами дистанционного зондирования. Кроме того, CO_2 – основная составляющая атмосфер Марса и Венеры, и для их диагностики спектроскопическими методами необходима модель распространения излучения, которая корректно учитывает все составляющие поглощения углекислым газом в широком диапазоне термодинамических параметров.

Поглощение излучения газом, в том числе CO_2, складывается из двух составляющих: резонансное поглощение (сумма резонансных колебательно-вращательных линий) и плавно меняющаяся с частотой «подставка» под ним – нерезонансное (континуальное) поглощение. Континуальное поглощение изучено существенно хуже, чем резонансное, что связано (1) с существенно меньшей величиной континуума и (2) с тем, что континуум эмпирически определяется как разность наблюдаемого и расчетного резонансного поглощений, а значит, точность его определения зависит от точности моделирования резонансного поглощения.

Природа континуума связана со столкновительным взаимодействием молекул. При сравнительно невысоких давлениях (в случае CO_2 это несколько атмосфер) существенны только двойные взаимодействия, которые приводят к образованию свободных пар и двойных молекул – димеров (стабильных и метастабильных). Парное взаимодействие молекул обуславливает наблюдаемую зависимость величины континуума от произведения концентраций взаимодействующих молекул. Составляющие континуума по-разному зависят от температуры. В частности, с уменьшением температуры увеличивается число димеров [1], и, следовательно, их вклад в континуум.

Особенностью спектра CO_2 в миллиметровом (мм) диапазоне является то, что все наблюдаемое поглощение является континуальным (у молекулы CO_2 нет постоянного дипольного момента, и, следовательно, чисто вращательного спектра). Это существенно упрощает экспериментальное исследование континуума данного диапазона. Экспериментальные данные о континууме CO_2 в мм-диапазоне длин волн скудны, представляют собой измерения в «точках» и имеют большую неопределенность по амплитуде ([2,3] и ссылки там).

Для исследования слабого по величине и плавно меняющегося с частотой континуального поглощения необходим широкодиапазонный спектрометр с высокой чувствительностью. В нашей работе спектры чистого CO_2 или его смеси с Ar регистрировались с помощью резонаторного спектрометра [4] в диапазоне частот 105–145 ГГц при нескольких давлениях в интервале 700–1300 торр и четырех значениях температуры в интервале 268–317 K.

Коэффициент континуального поглощения α, измеряемый в эксперименте, складывается из поглощения, обусловленного взаимодействием молекул CO_2 друг с другом и с молекулами Ar:

$$\alpha = \alpha_{CO_2-CO_2} + \alpha_{CO_2-Ar}. \quad (1)$$

В случае чистого CO2 газа в выражении (1) остается только первый член.

Коэффициент континуального поглощения α пропорционален произведению концентраций взаимодействующих молекул:

$$\alpha_{X-Y}(f,T,n) = C_{X-Y}(f,T)n_X n_Y\,, \quad (2)$$

где n – концентрация молекул, f – частота, T – температура, C – нормированный на концентрации коэффициент поглощения. Для наглядности представления экспериментальных данных используется спектральная функция, которая определятся как

$$S_{X-Y}(f,T) = C_{X-Y}(f,T)/\,f^2, \quad (3)$$

что соответствует нормировке на общий для всех типов поглотителей излучения «радиационный член», который в мм-диапазоне эквивалентен квадрату частоты. Отметим, что в мм-диапазоне спектральная функция, соответствующая поглощению свободными молекулярными парами, является практически постоянной величиной, в то время как спектральная функция, соответствующая поглощению димерами, имеет явно выраженную характерную зависимость от частоты [5].

Спектральные функции экспериментального континуального поглощения чистого CO_2 и его смеси с Ar аппроксимировались функцией, вид которой был эмпирически определен из результатов численных расчетов методом классических траекторий [4]:

$$F(f,T) = a_0(T)(1 - a_1 f^2) + a_2(T)exp\left(\frac{-(f-a_3)^2}{a_4^2}\right),$$
$$a_{0,2}(T) = b_{0,2}\left(\frac{T}{296}\right)^{-c_{0,2}}. \quad (4)$$

В функции (4) значения параметров a_1, a_3, и a_4 зафиксированы в соответствии с результатами расчетов континуума при комнатной температуре [5], значения параметров $b_{0,2}$, и $c_{0,2}$ получены в результате подгонки функции (4) к экспериментальным спектрам. Значения параметров функции (4) приведены в Таблице.

Табл.

	$a_1\,10^7$, см/амага^2	a_3, ГГц	a_4, ГГц	$b_0\,10^8$, см/амага^2	c_0	$b_2\,10^8$, см/амага^2	c_2
CO_2-CO_2	0	0	306	5.3	2.1	3.4	3.5
CO_2-Ar	2.78	98.6	71.2	1.83	1.8	1.18	2.86

Спектральные функции CO_2 и CO_2-Ar континуума, наблюдаемые в эксперименте, и их аппроксимация функцией (4), а также результаты расчетов [5] представлены на рис.1 и рис.2 соответственно. На рис.1,2 серые кривые соответствуют экспериментальным данным при температурах 268, 279, 296 и 317 K (сверху вниз соответственно), сплошные и пунктирные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных функцией (4) и результаты расчетов методом классических траекторий [5] при температурах 268 K (темно-синий), 279 K (светло-синий), 296 K (зеленый), 317 K (красный) соответственно.

Результаты расчетов CO_2 и CO_2-Ar континуума недооценивают наблюдаемый континуум примерно на 20 % и 10 % соответственно, что, вероятно, связано с использованием в расчетах приближения жестких молекул. Тем не менее, учитывая сложность объекта, можно говорить о хорошем согласии. Расчет воспроизводит наблюдаемую частотную и температурную зависимости. Наблюдаемые отличие спектральных функций CO_2 и CO_2-Ar континуума от постоянной величины, а также рост величины континуального поглощения при уменьшении температуры подтверждают существенный вклад димеров в континуальное поглощение.

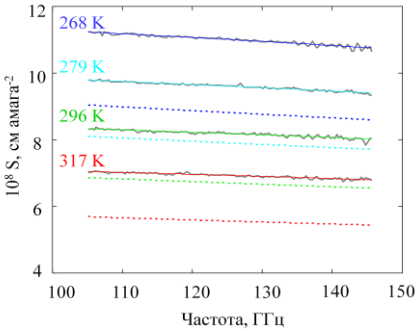


Рис.1

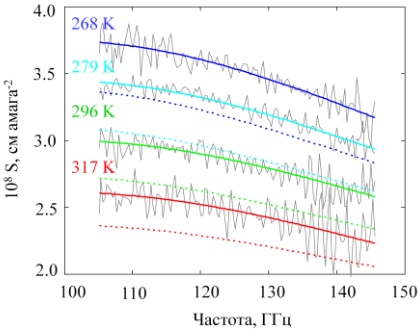


Рис.2

Параметризация частотной и температурной зависимостей спектральной функции континуального поглощения чистого CO_2 и его смеси с Ar, полученная с использованием широкодиапазонных (105–145 ГГц) высокоточных экспериментальных данных и результатов расчетов методом классических траекторий, позволит построить физически обоснованную модель континуума, необходимую для описания радиационных свойств атмосфер планет Солнечной системы (Марс, Венера, палеоклимат Земли) и экзопланет, состоящих в основном из CO_2, где континуальное поглощение оказывает существенное влияние.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 22-17-00041.

[1] Vigasin A. A. // In book: Weakly Interacting Molecular Pairs: Unconventional Absorbers of Radiation in the Atmosphere Bimolecular absorption in atmospheric gases / Eds. C. Camy-Peyret, A. A. Vigasin. – Dordrecht: NATO ARW Proceedings Series. Kluwer Academic. 2003. P. 23.
[2] Oparin D.V., Filippov N.N., Grigoriev I.M., Kouzov A.P. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 196. P. 87.
[3] Bauer A., Godon M., Carlier J., Gamache R.R. // J. Mol. Spectrosc. 1996. Vol. 176. P. 45.
[4] Koshelev M.A. et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8. I. 6. P. 773.
[5] Odintsova T. A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2021. Vol. 258. P. 107400.

ТОРМОЖЕНИЕ АТОМОВ ЛИТИЯ-6 В РАЗДЕЛЕННОМ ЗЕЕМАНОВСКОМ ЗАМЕДЛИТЕЛЕ

В.А. Виноградов[1, 2, 3], К.А. Карпов[1, 2, 3], М.В. Платонова[1, 2, 4], А.В. Турлапов[1, 2, 3]

[1] *ИПФ РАН*

[2] *ООО «Международный центр квантовой оптики и квантовых технологий»*

[3] *МФТИ*

[4] *ННГУ им. Н.И.Лобачевского*

Введение

С развитием методов лазерного охлаждения стало возможным получение и экспериментальное исследование атомного газа при рекордно низких температурах [1]. Зеемановские замедлители [2] применяются в качестве первого этапа охлаждения атомов до таких температур.

В замедлителе атомы охлаждаются при взаимодействии с резонансным лазерным излучением. Для того чтобы излучение оставалось в резонансе при изменяющейся скорости атомов, используется эффект Зеемана.

Разделенный замедлитель состоит из двух секций-электромагнитов, между которыми установлена система откачки. Данная конструкция позволяет использовать в качестве вакуумной камеры, где происходит дальнейшее охлаждение, стеклянную кювету.

В данной работе описаны преимущества конструкции разделенного замедлителя и использования стеклянной кюветы, представлен профиль магнитного поля, необходимый для торможения в двух секциях, и результат измерения распределения атомов по скоростям после первой секции замедлителя.

Принцип работы замедлителя

Зеемановский замедлитель представляет собой металлическую трубку, на которой установлен электромагнит, создающий определенный профиль магнитного поля в трубке (рис. 1). На протяжении всего замедлителя происходит резонансное взаимодействие атомов со встречным тормозящим лазерным пучком, движение атомов можно рассматривать как равнозамедленное. Необходимым условием нахождения атомов в резонансе является равенство нулю полной частотной отстройки [3]:

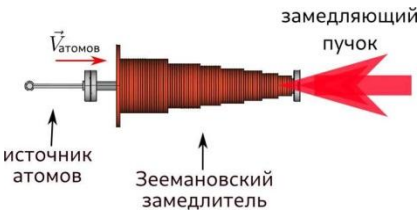


Рис. 1

$$\Delta f_{\text{лаз}} + \Delta f_{\text{Доп}} - \Delta f_B = 0. \quad (1)$$

Здесь $\Delta f_{лаз}$ – разность лазерной частоты и частоты перехода, используемого для торможения, $\Delta f_{Доп}$ – отстройка вследствие эффекта Доплера, Δf_B – отстройка, связанная с магнитным полем.

При одном акте поглощения и излучения фотона скорость атома изменяется на известное значение, по которому можно рассчитать, с каким ускорением атом будет двигаться в замедлителе, взаимодействуя с фотонами излучения [3]:

$$a = \alpha \frac{h f_{\text{лаз}} \Gamma}{2mc}. \quad (2)$$

Здесь h – постоянная Планка, $f_{лаз}$ – частота лазерного излучения, $\Gamma = 2\pi/\tau_{ж}$ – естественная ширина линии перехода, m – масса атома, c – скорость света, $\alpha \in (0, 1)$ – коэффициент неидеальности замедлителя. α вводится для того, чтобы учесть, что ускорение атомов в замедлителе может быть не максимально. $\alpha = 1$ соответствует режиму, в котором атомы будут выходить из замедления из-за флуктуаций в системе, а при $\alpha \to 0$ замедлитель получается настолько длинным, что почти все атомы оседают на его стенках. Разделенный замедлитель спроектирован для $\alpha = 0{,}6$.

Преимущества разделенного замедлителя

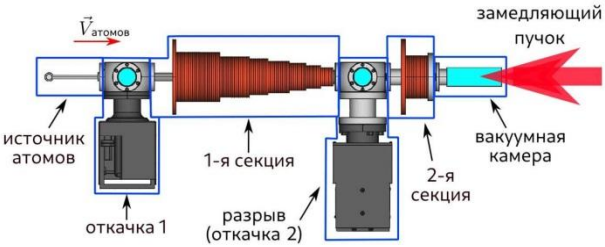


Рис. 2

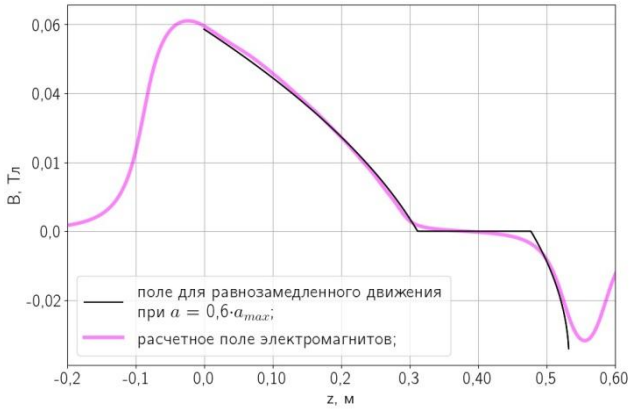
Особенность разделенного зеемановского замедлителя состоит в том, что область нуля поля между двумя секциями использована для внедрения откачки (откачка 2 в соответствии с рис. 2). Охлаждение атомов до ультранизких температур должно происходить в условиях сверхвысокого вакуума, поэтому в системе на рис. 2 установлены два магниторазрядных насоса (откачка 1 и 2).

Конструкция разделенного замедлителя позволяет использовать в качестве вакуумной камеры миниатюрную стеклянную кювету с максимальным оптическим доступом. Ее характеристики позволяют расположить следующие этапы охлаждения максимально близко к концу замедлителя, что при дальнейшей оптимизации системы позволит получить замедленный атомный пучок с наименьшими потерями атомов на стенках. Также в такой системе можно минимизировать объем установки, что приведет к снижению требований к производительности используемых насосов.

Магнитное поле в разделенном замедлителе для лития-6

В результате с учетом описанных выше требований был рассчитан профиль магнитного поля в разделенном замедлителе для лития-6 с коэффициентом неидеальности $\alpha = 0{,}6$ (рис. 3). В первой секции атомы тормозятся с 900 м/с (достаточно большая скорость, чтобы захватить много атомов, но не создавать слишком длинный замедлитель) до 350 м/с (достаточно большая скорость, чтобы атомы быстро преодолели

область нуля поля). Во второй секции атомы будут замедлены до скоростей от 70 до 30 м/с (скорость, при которой возможен захват в магнитооптическую ловушку).



с

Рис. 3

Потери атомов в первой секции замедлителя

Для проверки эффективности работы вакуумной системы (рис. 2) методом Монте-Карло было рассчитано, какой поток атомов попадает во вторую секцию замедлителя. Рассматривалось два источника потерь атомов: вследствие начальной расходимости и поперечного нагрева. Первые определяются геометрией источника атомов, а вторые являются следствием взаимодействия атомов с резонансным излучением. Было получено, что при начальном потоке 10^{12} атомов/(с·см^3) во вторую секцию замедлителя попадает 10^{10} атомов/(с·см^3), что достаточно для дальнейшего охлаждения.

Распределение по скоростям атомного пучка лития-6 после первой секции

Результат обработки экспериментальных данных представлен на рис. 4: фиолетовым показан пик замедленных атомов, синим – распределение по скоростям для атомов, не взаимодействовавших с тормозящим излучением (быстрых атомов). У синего распределения есть выраженная ступень, соответствующая начальной скорости торможения атомов: ~ 750 м/с. Ее несоответствие указанной при проектировании скорости может быть объяснено неоптимальной сходимостью замедляющего пучка: в области максимума поля атомный и лазерный пучки плохо перекрывались.

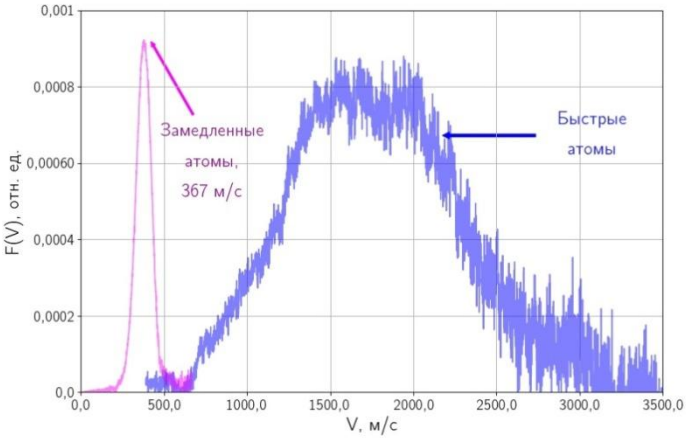


Рис. 4

В экспериментах было установлено, что замедленные атомы вылетали из первой секции в темном состоянии, откуда не могли продолжить торможение во второй секции. Была выдвинута гипотеза, что накачка в темное состояние происходит вследствие искривления силовых линий магнитного поля на концах замедлителя и неразрешенности энергетических подуровней возбужденного состояния для лития-6.

Направления для дальнейших исследований

Основными направлениями для дальнейших исследований являются:

1) возврат атомов лития-6 обратно в циклический переход, используемый при торможении, для дальнейшего охлаждения во второй секции, например, с помощью дополнительного луча перенакачки. Однако следует заметить, что торможение во второй секции может оказаться невозможным вследствие слишком сильного искривления силовых линий магнитного поля в ней;
2) модификация геометрических размеров системы для получения источника замедленных атомов с минимальным количеством потерь атомов на стенках системы.

[1] Leanhardt A.E., Pasquini T.A., Saba A., Schirotzek M., Shin Y., Kielpinski D., Pritchard D.E., Ketterle W. // Science. 2003. Vol. 301. P. 1513.
[2] Phillips W.D., Metcalf H. // Physical Review Letters. 1982. Vol. 48. P. 596.
[3] Бармашова Т.В. Лазерное охлаждение и пленение ферми-атомов лития-6: магистерская ВКР. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2008, с.73.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАЗОГРЕВА НОСИТЕЛЕЙ НА СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ HgCdTe В ДИАПАЗОНЕ 5–10 МКМ

А.А. Разова[1, 2], К.Е. Кудрявцев[2], Н.Н. Михайлов[3], С.А. Дворецкий[3], В.И. Гавриленко[2], С.В. Морозов[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИФМ РАН
[3] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе узкозонных твердых растворов HgCdTe являются перспективным материалом для межзонных лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона [1]. К сожалению, в узкозонных полупроводниках существует проблема роста вероятности безызлучательной рекомбинации и уменьшения вероятности излучательных процессов, которая существенно усугубляется при продвижении в среднюю ИК область спектра. Однако в структурах с узкими КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe в окрестности Г-точки зоны Бриллюэна реализуется симметричный закон дисперсии носителей, что определяет высокое значение пороговой энергии ожерекомбинации (основного безызлучательного процесса) и приводит к существенному подавлению оже-процессов [1]. Лазеры на основе данного материала могут быть интересны в ряде химических, медицинских приложений как более перестраиваемые по длине волны излучения по сравнению с существующими квантово-каскадными лазерами.

В данной работе проводится совместный анализ спектров спонтанной фотолюминесценции (ФЛ) и стимулированного излучения (СИ) в области 5–10 мкм в гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe, на основе которого определяются механизмы, ограничивающие максимальную температуру, при которой наблюдается СИ.

Исследуемые гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке GaAs (013) с буферным слоем ZnTe/CdTe [2]. Структуры содержали по 5 КЯ, которые были встроены в максимум TE_0-моды волноводного слоя $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$. Ширины КЯ составляли 4.1–4.3 нм, а содержание Cd в КЯ варьировалось от 7 до 10 %, что позволяло получить СИ на межзонных переходах в диапазоне длин волн 5–10 мкм.

На рис. 1 представлены спектры СИ одной из исследуемых структур, измеренные при различных температурах, и спектр ФЛ этой же структуры для 185 К. Спектр ФЛ был получен при плотности мощности накачки 30 кВт/см^2, что в 2 раза меньше порога СИ. Спектры СИ при различных температурах измерялись при двукратном превышении плотности мощности порога СИ. В качестве источника импульсного оптического возбуждения использовался параметрический генератор компании «Solar» с длиной волны генерации 2 мкм при прямом оптическом возбуждении КЯ. При увеличении температуры происходит сдвиг спектров СИ в коротковолновую область и рост пороговой плотности мощности накачки, необходимой для генерации СИ (рис. 1). Легко предположить, что увеличение плотности мощности накачки приводит к повышению температуры носителей.

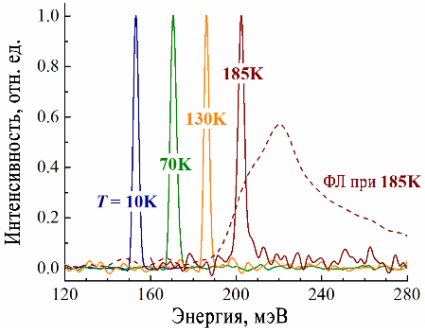


Рис. 1

Проведя оценку эффективного времени жизни носителей в зависимости от температуры (красные точки на рис. 2) и аппроксимируя данную зависимость моделью оже-процесса с участием двух электронов и дырки (ромбы и штрихпунктирная линия на рис. 2) [3], видим, что эмпирическая модель действительно хорошо описывает зависимость до 180 К. При более высоких температурах оже-рекомбинация идет быстрее, что указывает на «включение» дополнительных эффектов.

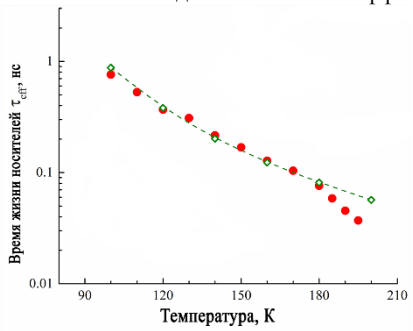


Рис. 2

Оценка эффективной температуры носителей по спаду коротковолнового края спектров ФЛ (рис. 3) при 185 К показала, что при повышении плотности мощности возбуждаемого излучения температура носителей становится существенно отличной от температуры решетки. В результате именно разогрев носителей приводит к увеличению темпа оже-рекомбинации и не позволяет добиться инверсии населенности, в результате чего происходит гашение СИ при более высокой температуре. Отметим, что спектры ФЛ на рис. 3 были получены при плотности мощности накачки, при которой СИ не наблюдалось. Так, значение 55 кВт/см^2 соответствовало плотности мощности накачки меньше пороговой, а 350 и 840 кВт/см^2 – плотности мощности накачки, которая была в разы больше пороговой.

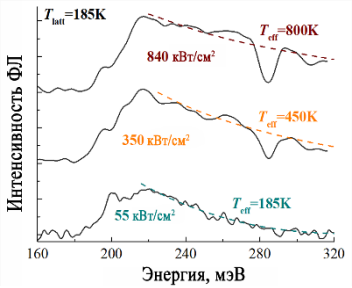


Рис. 3

Таким образом, в исследуемых структурах механизмом, ограничивающим максимальную температуру наблюдения СИ, является «включение» оже-рекомбинации с участием двух электронов и дырки за счет разогрева носителей.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования (грант № 075-15-2020-906, НЦМУ "Фотоника").

[1] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Zholudev M.S., Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Kudryavtsev K.E., Mikhailov N.N., Dvoretskii S.A., Gavrilenko V.I., Teppe F. // ACS Photonics. 2021. Vol. 8, № 12. P. 3526-3535.

[2] Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretsky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Spesivtsev E.V., Rykhlitski S.V. // Int. J. of Nanotechnology. 2006. Vol. 3, № 1. P. 120.

[3] Kudryavtsev K.E., Rumyantsev V.V., Utochkin V.V., Fadeev M.A., Aleshkin V.Y., Dubinov A.A., Zholudev M.S., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Mikhailov N.N., Dvoretskii S.A., Remesnik V.G., Teppe F. // J. Appl. Phys. 2021. Vol. 130. P. 214302.

ОПТИМИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СВЕРХИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ТОНКИМИ МИШЕНЯМИ С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ КОМПТОНОВСКОГО ИСТОЧНИКА

Д.А. Войтович[1)], А.В. Коржиманов[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

В данной работе рассматривается лазерно-плазменный источник яркого излучения рентгеновского диапазона. Такие источники могут стать альтернативой классическому способу генерации в этом диапазоне на основе синхротронных ускорителей. Их появление обусловлено современными достижениями в области лазерных фемтосекундных технологий [1–3]. Одна из возможных схем реализации лазерно-плазменного рентгеновского источника основана на эффекте обратного комптоновского рассеяния. В работе проводится численное моделирование данного источника методом частиц в ячейках с помощью программного комплекса PICADOR с целью его оптимизации.

Обратный эффект Комптона заключается в рассеянии фотона с повышением частоты на электроне с большой энергией. При этом при энергии электрона порядка 10–100 МэВ и интенсивности излучения порядка 10^{20}–10^{21} Вт/см^2 возможна генерация фотонов с энергиями до 1000 кэВ. Для увеличения яркости источника требуется увеличить количество энергичных электронов. Ультрарелятивистские ($\gamma \gg 1$) электроны можно получить при облучении тонкой мишени сверхинтенсивным лазерным импульсом (с интенсивностью порядка 10^{20}–10^{22} Вт/см^2). Для генерации большего количества электронов необходимо использовать как можно более плотную плазму, поэтому в работе рассматривается плазма закритической плотности (параметр закритичности плазмы $n_0 = \omega_p^2/\omega^2$ >1). Для определенности нами были зафиксированы параметры лазерного импульса. Он имел циркулярную поляризацию, гауссов профиль по всем координатам, амплитуду $a_0 = eA/m_e c^2 = 18.9$, длительность 11 фс, диаметр в фокусе 5 мкм, длина волны $\lambda = 0.9$ мкм, что соответствуют рекордным значениям установки PEARL [4].

В качестве источника рассеиваемых фотонов в нашей схеме выступал тот же импульс, что воздействует на мишень, ускоряя электроны. В связи с этим важно было обеспечить прохождение импульса сквозь изначально непрозрачную мишень. Это достигалось за счёт выбора толщины мишени так, чтобы сила давления света оказывалась больше силы электростатического натяжения, возникающей вследствие разделения зарядов. Из баланса сил давления можно получить, что просветление слоя должно наблюдаться в случае толщины мишени, меньшей критического значения: $l^* = 2a_0/n_0 k$, k –волновое число.

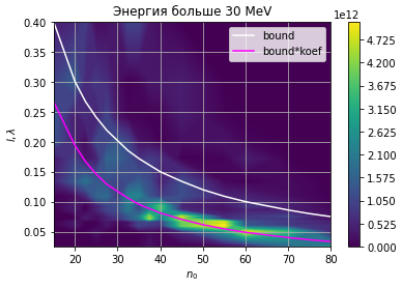


Рис. 1

В ходе моделирования взаимодействия лазерного излучения с мишенью конечной толщины были получены пучки ускоренных ультрарелятивистских электронов с энергией 30–70 МэВ. На рис. 1 показана карта электронов на плоскости параметров (n_0, l), где l – толщина мишени, $bound - l^*$ критическая толщина. Цветом указано количество электронов с энергией больше 30 МэВ. Из графика видно, что максимальное количество электронов с наибольшей энергией генерируется при толщине мишени примерно в два раза меньше критического значения, соответствующего просветлению мишени.

Для реализации комптоновского источника в схему генерации электронов было добавлено непрозрачное зеркало на расстоянии примерно 10 мкм позади мишени. На рисунках 2, 3 показан моментальный снимок плоскости xy в момент времени, когда импульс уже прошел сквозь мишень, ускорив электроны, и происходит его отражение от зеркала. На рис. 2 розовым цветом приведена плотность электронов, оранжево-зелёным – распределение поля в импульсе. На рис. 3 показана плотность фотонов.

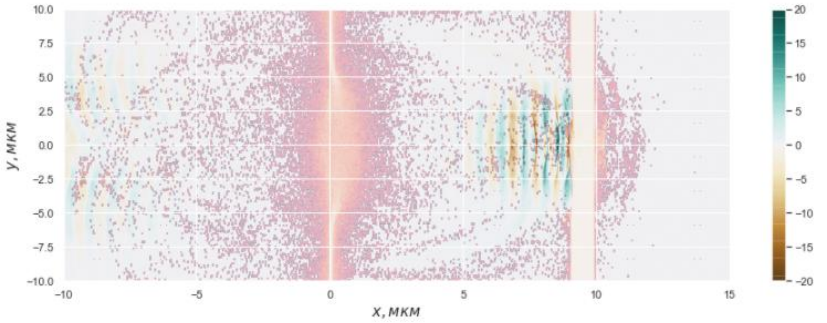


Рис. 2

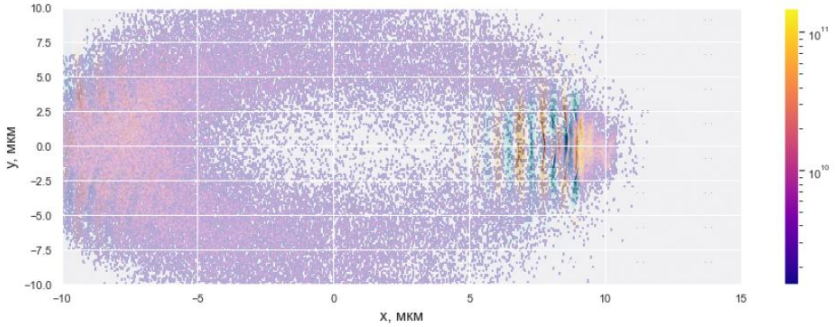


Рис. 3

Первые электроны, ускоренные фронтом лазерного импульса, пролетают сквозь зеркало, не взаимодействуя с отраженным импульсом, поскольку их скорости близки к скорости света. Рассеяние фотонов с повышением частоты происходит на втором

сгустке релятивистских электронов, находящемся изначально позади фронта импульса. Это подтверждается анализом рис. 4, на котором приведено сравнение фазовых плоскостей для электронов и фотонов. Градиентом розового цвета показаны электроны, градиентом синего – фотоны. Видно, что максимум количества фотонов приходится на координаты, где происходит взаимодействие отраженного импульса с более поздним пучком электронов. Важно отметить, что при обратном эффекте Комптона генерируемые фотоны летят в сторону распространения электронов, то есть в данном случае по оси *x*.

Из рис. 4 можно также оценить энергетические характеристики фотонов. Наиболее высокоэнергетичные фотоны появляются в результате рассеяния на сгустках электронов, энергия которых достигает 100 МэВ для данных параметров. Энергия отдельных фотонов достигает величин 1000–2000 кэВ, но большинство из них имеет энергию порядка 100 кэВ.

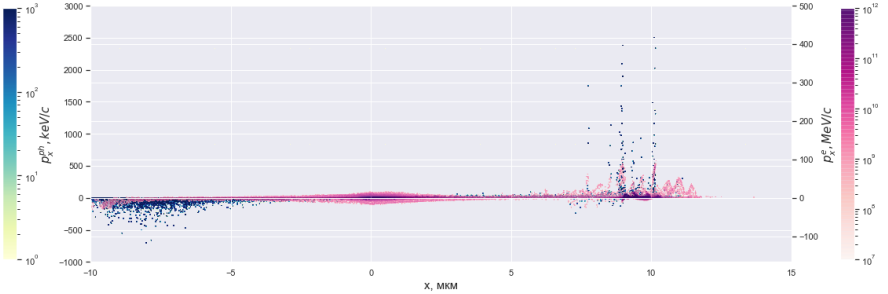


Рис. 4

В заключение отметим, что полученный источник рентгена может иметь яркость, превосходящую современные синхротронные источники, а также лазерно-плазменные бетатронные источники, имеющие яркость порядка $10^{5-6}\,\frac{photons}{s*0.1\,\%BW}$. При частоте следования импульсов в 1 Гц количество фотонов с энергией больше 10 кэВ в рассмотренной нами схеме составляет величину $10^{8}\,\frac{photons}{s*0.1\,\%BW}$.

[1] Corde S., Ta Phuoc K., Lambert G., Fitour R., Malka V., and Rousse A., // RMP. 2013. Vol. 85. P. 1.
[2] Umstadter Donald P. // Contemporary Physics. 2015. Vol. 56. P. 417.
[3] Albert F. et al. // Plasma Phys. Control. Fusion. 2014. Vol. 56. 084015.
[4] Ginzburg V. et al. // Optics Express. 2021. Vol. 29. 28297.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2022 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА И МОБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ СВЯЗИ»

Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО ШУМА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ СИСТЕМ МОБИЛЬНОЙ СВЯЗИ ПЯТОГО ПОКОЛЕНИЯ

Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Использование несущих частот выше 52,6 ГГц является одним из наиболее перспективных подходов к обеспечению радиосвязи с очень высокими скоростями передачи данных. С другой стороны, связь миллиметрового диапазона ставит несколько новых практических задач. Так влияние фазового шума (ФШ) гетеродина на помехоустойчивость становится более заметным для диапазона миллиметровых частот. Чтобы решить проблему ФШ, система связи пятого поколения (5G New Radio, 5G NR) вводит специальный тип опорных сигналов, обозначаемый как опорные сигналы фазового слежения (ОС-ФС) [1]. ОС-ФС позволяют приемнику оценить значение фазовой ошибки и компенсировать ФШ перед демодуляцией данных.

В данной работе мы рассмотрим систему связи пятого поколения, использующую модуляцию с ортогональным частотным разделением каналов с расширением с помощью дискретного преобразования Фурье (discrete Fourier transform spread orthogonal frequency division multiplexing, DFT-s-OFDM) [2]. Чтобы поддерживать низкое отношение пиковой мощности к средней (пик-фактор), группы ОС-ФС для DFT-s-OFDM вставляются перед операцией Дискретного Преобразования Фурье (ДПФ) [3]. Вставка ОС-ФС групп перед ДПФ также позволяет приемнику точно отслеживать изменения ФШ во временной области внутри каждого DFT-s-OFDM символа [4].

В работе показано, что поддерживаемая в настоящее время структура ОС-ФС с выравниваем групп ОС-ФС по краю DFT-s-OFDM символа и существующие алгоритмы оценки ФШ могут быть недостаточными, чтобы гарантировать хорошую производительность системы в сценариях с неидеальной временной синхронизацией (ВС). Так из-за ошибок измерений и квантования, сигнал, передаваемый пользователем в восходящем канале (ВК) связи, испытывает ошибки ВС на приемнике базовой станции. Кроме этого, чтобы свести к минимуму негативное влияние межсимвольной помехи при наличии ошибок синхронизации, окно быстрого преобразования Фурье (БПФ) во временной области часто смещается DFT-s-OFDM приемником в сторону защитного интервала (ЗИ) [5]. В результате оценка ФШ на приемнике обычно выполняется при неидеальной ВС.

Компенсация ошибки синхронизации на приемнике с помощью эквалайзера частотной области приводит к перестановке выборок во временной области так, что часть отсчетов ЗИ перемещается от начала к концу DFT-s-OFDM символа. Перестановка выборок принятого сигнала внутри DFT-s-OFDM символа вызывает проблемы для стандартного алгоритма компенсации ФШ, работающего во временной области. В данной работе предлагается новый алгоритм отслеживания ФШ для DFT-s-OFDM сигнала, который хорошо подходит для работы системы связи при наличии ошибок ВС.

Оценка ФШ при наличии ошибки синхронизации

Оценка ФШ с использованием линейной интерполяции (ЛИ), используемая в современных системах связи [6] показана на рис. 1. Фактическая реализация фазовой ошибки $\psi(t)$ на длительности DFT-s-OFDM символа показана вверху рисунка, в то время как фазовая ошибка ψ_m, соответсвующая отсчетам данных показана внизу рисунка. Оценки фазовой ошибки $\hat{\psi}_m$ для каждой группы ОС-ФС показаны черными крестиками. ЛИ оценок фазовой ошибки между группами ОС-ФС $\hat{\psi}_m$ представлена черными линиями. Неточная ЛИ оценок из-за ошибки ВС Δt показана красной линией.

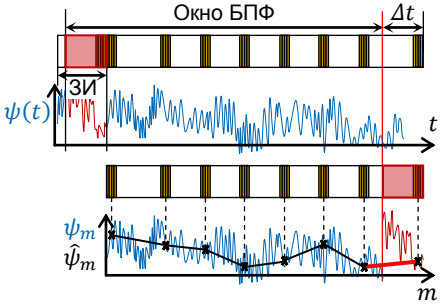


Рис. 1

Как видно из рис. 1, подход к оценке ФШ с использованием ЛИ не является надежным в сценариях с неидеальной ВС. А именно, ЛИ предполагает непрерывность функции фазовой ошибки между соседними группами ОС-ФС. Несмотря на то, что $\psi(t)$ всегда непрерывна, фазовая ошибка, воздействующая на данные и выборки ОС-СФ ψ_m, имеет разрыв, когда окно БПФ приемника смещается в сторону ЗИ. В этом случае часть выборок принадлежащих ЗИ и находящихся в пределах окна БПФ, захватывает фазовую ошибку $\psi(t)$, соответствующую началу DFT-s-OFDM символа. В то же время из-за компенсации временной ошибки с помощью эквалайзера частотной области на следующем шаге обработки соответствующие выборки перемещаются в конец DFT-s-OFDM символа. Несоответствие реализации ФШ в начале и в конце символа приводит к некорректному результату работы стандартного алгоритма ЛИ, не учитывающего информацию об ошибке ВС Δt.

Усовершенствованный алгоритм компенсации ФШ

Чтобы улучшить работу схемы компенсации ФШ, следует сначала оценить ошибку синхронизации $\Delta\hat{t}$ на приемнике с помощью принятых опорных сигналов демодуляции ОС-ДМ [7]. Далее оценка $\Delta\hat{t}$ может быть использована для определения индекса последнего отсчета до перехода в начало символа и модификации оценки ФШ.

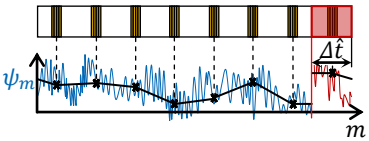


Рис. 2

Результат применения усовершенствованной процедуры показан на рис. 2. Алгоритм компенсации ФШ знает о разрыве фазы ψ_m для индекса отсчета m, поэтому он не применяет ЛИ между двумя соседними ОС-ФС группами. Вместо этого он экстраполирует оценки фазовой ошибки, вычисленные для данных групп до точки разрыва m. Также стоит отметить, что фазовая ошибка между последней и первой группами ОС-ФС интерполируется, так как ψ_m между ними непрерывна.

Таким образом, предлагаемая схема представляет собой алгоритм ЛИ, адаптирующийся к разрыву фазы из-за ошибки синхронизации Δt.

Усовершенствованная структура ОС-ФС

В данном разделе предложена новая структура ОС-ФС, помехоустойчивость которой менее чувствительна к ошибкам ВС при применении ЛИ. Неправильная ЛИ $\hat{\psi}_m$ между двумя соседними группами ОС-ФС значительно ухудшает помехоустойчивость, поскольку влияет на все выборки данных между группами. В то же время негативное влияние неточной экстраполяции $\hat{\psi}_m$ имеет ограниченый эффект на помехоустойчивость системы, поскольку затрагивает только отсчеты данных, принадлежащие ЗИ. В случае компенсации ФШ при помощи алгоритма, не учитывающего ошибку ВС Δt, экстраполяция применяется к выборкам, расположенным между последней группой ОС-ФС и концом DFT-s-OFDM символа. Следовательно, негативное влияние небольших ошибок синхронизации на приемнике можно смягчить, поместив последнюю группу ОС-ФС на некотором расстоянии от границы DFT-s-OFDM символа.

Выбор расстояния между последней группой ОС-ФС и границей символа может основываться на дополнительных соображениях. Например, равномерно размещение групп ОС-ФС помогает уменьшить максимальное расстояние ЛИ, тем самым уменьшая ошибки интерполяции. Мы будем называть эту структуру ОС-ФС с центральным размещением. Пример предлагаемой ОС-ФС структуры с восьмью группами и центральным размещением показан на рис. 2. Расположение ОС-ФС равномерное, что позволяет минимизировать суммарную ошибку ЛИ внутри DFT-s-OFDM символа.

Результаты численного моделирования

Табл. 1

Параметр	**Значение**
Несущая частота	60 ГГц
Разнесение поднесущих	120 кГц, стандартная длина ЗИ
Полоса	400 МГц (размер БПФ 4096)
Модель канала	3GPP TR38.901 TDL-A,5 нс дисперсия канала, 3 км/ч
Модель ФШ	3GPP TR38.803 example 2 ФШ, Один осциллятор на приемо-передатчик
Размер частотной аллокации	64 физических блока ресурсов (размер ДПФ 768)
Размер транспортного блока бит и скорость кодирования	36896 (R=4/5)
Конфигурация ОС-ФС	NR ОС-ФС, 8 групп, 4 отсчета на группу
Модуляция и кодирование	64-КАМ; LDPC

В работе было проведено моделирование физического уровня 5G NR системы для оценки преимущества помехоустойчивости предложенной схемы отслеживания ФШ и новой структуры ОС-ФС. Рассматривался ВК связи системы 5G NR с параметрами представленными в табл. 1. Были рассмотрены структуры ОС-ФС с группами, выров-

ненными по краю (стандартный ОС-ФС, см. рис. 1) и по центру (Δt-устойчивый ОС-ФС, см. рис. 2). Отметим, что ОС-ФС с группами, выровненными по краю, соответствует структуре, поддерживаемой стандартом 5G NR. Характеристики рассматриваемых ОС-ФС были получены с использованием обычного алгоритма компенсации ФШ без учета ошибки синхронизации и предложенного алгоритма компенсации ФС, учитывающего эту ошибку. В качестве показателя помехоустойчивости используется отношение сигнал/шум (ОСШ) необходимое для достижения 10% вероятности блоковой ошибки. Метрика помехоустойчивости на рис. 3 приведена как функция ошибки синхронизации приемника, определяемой как процент от длительности ЗИ. Положительное значение ошибки синхронизации соответствует смещению окна БПФ в сторону ЗИ.

Заштрихованные области на рис. 3 соответствуют ошибкам синхронизации, которые вызывают разрыв ψ_m в позиции последней ОС-ФС группы. Красная область относится к ОС-ФС структуре с выравниванием по краю, зеленая область соответствует ОС-ФС структуре с выравниванием по центру. Левая граница заштрихованной области указывает на ошибку синхронизации, приводящую к разрыву фазовой ошибки сразу после последней выборки ОС-ФС группы, правая граница указывает на ошибку синхронизации, приводящую к разрыву непосредственно перед первой выборкой группы.

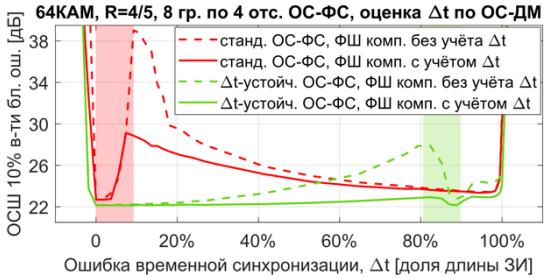


Рис. 3

Если применяется компенсация ФШ без учета ошибки синхронизации во времени, существенное ухудшение ОСШ может наблюдаться для временного сдвига, соответствующего положению последней ОС-ФС группы. Дальнейшее увеличение ошибки синхронизации в некоторой степени восстанавливает помехоустойчивость, поскольку большее количество выборок данных переносится вместе с их ближайшей группой ОС-ФС и испытывает аналогичные фазовые искажения. Важно отметить, что для ОС-ФС с выравниванием по краю ухудшение наблюдается даже при небольших ошибках синхронизации приемника из-за положения последней ОС-ФС группы в конце DFT-s-OFDM символа. Такие ошибки синхронизации неизбежны в реальных системах связи. При этом ухудшение ОСШ для ОС-ФС с выравниванием по центру наблюдается только для ошибок синхронизации, соответствующих 80% ЗИ, которые встречаются реже. Более того, наблюдаемая деградация ОСШ для ОС-ФС структуры с выравниванием по центру меньше, что можно объяснить более однородной структурой, сводящей к минимуму ошибки интерполяции. Из рис. 3 также видно, что алгоритм компенсация ФШ с учетом ошибки синхронизации превосходит схему без учета для обеих структур ОС-ФС. Наилучшие характеристики 5G NR системы достигаются, когда компенсация ФШ с учетом ошибки временной синхронизации применяется вместе с предложенной Δ-устойчивой структурой ОС-ФС с выравниванием по центру.

[1] TS 38.211 Physical channels and modulation. – Sophia Antipolis: 3GPP, 2018, P. 75
[2] Ibars C., Kumar U., Niu H., Jung H., Pawar S. // IEEE 49th Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers. 2015. P. 1747.
[3] Sirjälä V., Levanen T., Valkama M. // IEEE GlobalSIP. 2016. P. 660.
[4] Qi Y., Hunukumbure M., Nam H., Yoo H., Amuru S. // IEEE VTC-Fall. 2018. P. 1.
[5] Athaudage C. R. N. // IEEE ICCS. 2002. P. 42.
[6] Sibel J. // IEEE ICT. 2018. P. 52.
[7] Liu J., Wu B., Li P. // ICWCA. 2011. P. 265.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКОГО УРОВНЯ (PHY LAYER) В ОБЪЕМЕ МИНИМАЛЬНЫХ ТРЕБОВАНИЙ СТАНДАРТА IEEE 802.11AX

А.В. Елохин, В.С. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Стандарт IEEE802.11ax вводится с целью решить несколько проблем, характерных для предыдущих версий стандарта Wi-Fi IEEE802.11. Так, несмотря на рост пиковой скорости передачи информации (которая в последних стандартах Wi-Fi теоретически достигает 6.7 Гбит/с – стандарт IEEE802.11ac), пропускная способность Wi-Fi сетей в целом при плотном размещении беспроводных точек доступа оказалась достаточно низкой по сравнению с проводными сетями.

Такая ситуация объясняется особенностями технологии доступа к среде станций Wi-Fi для передачи своих данных на физическом и канальном уровнях. Эта технология работает на основе случайного доступа к среде, в сочетании с механизмом разрешения коллизий путем установления случайного времени ожидания перед началом следующей передачи данных (технология Carrier Sense Multiple Access with Collision Avoidacne - CSMA/CA).

Для решения указанных проблем в шестом поколении технологии Wi-Fi принят ряд усовершенствований, основными из которых являются: многопользовательская передача пакетов в режимах MU-MIMO и OFDMA, а также формирование диаграмм направленности многоэлементных антенных систем на основе измерений матриц канальных коэффициентов. Данные усовершенствования достигаются благодаря архитектуре передатчика с несколькими передающими цепями рис. 1.

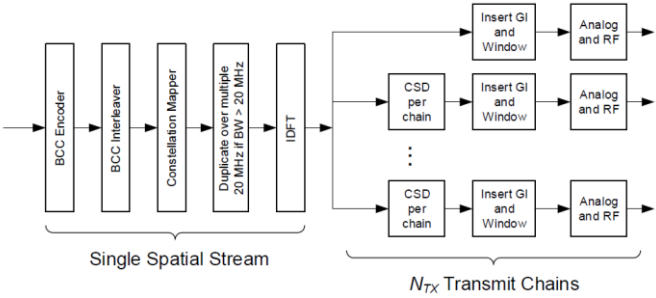


Рис. 1

Передатчик представляет собой конвейер преобразований сигнала включающий в себя сверточное кодирование (блок BCC Encoder), перемежитель (блок BCC interleaver), распределитель битовой последовательности по точкам сигнальных созвездий сигнальных созвездий (блок Constellation mapper), обратное преобразование Фурье (блок IDFT), вставку защитного интервала (блок Insert GI) и обработку в аналоговых и радиочастотных цепях (блок Analog and RF).

Многопользовательская передача пакетов в режимах MU-MIMO и OFDMA

Метод TUA – Trigger-based Uplink Access заключается в том, что точка доступа AP запускает одновременную параллельную передачу пакетов данных от одной или нескольких пользовательских станций в восходящем канале при помощи специальных триггерных фреймов, передаваемых точкой доступа станциям в нисходящем канале. Физический уровень HE PHY стандарта IEEE802.11ax поддерживает передачи с частотным разделением в режиме OFDMA как в нисходящем (DL), так и в восходящем (UL) каналах, когда разные пользователи могут занимать разные частотные ресурсные блоки (Resource Units – RU) в одном пакете физического уровня.

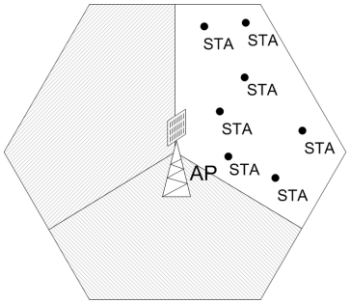


Рис. 2

Формирование диаграмм направленности многоэлементных антенных систем на основе измерений матриц канальных коэффициентов

Процесс формирования ДН в режимах SU-MIMO и MU-MIMO в стандарте IEEE802.11ax описывается с помощью диаграммообразующих матриц, которые распределяют исходные передаваемае сигналы по элементам антенной решетки передающей станции. Матрица формирования ДН для режима DL SU-MIMO или DL MU-MIMO может быть найдена передающей станцией AP прямым методом по информации об измеренной на пользовательской станции (STA) канальной матрицы с помощью обратной связи, которая передается в формате, определенном в стандарте IEEE802.11ax. Другой, косвенный, метод формирования ДН основан на использовании принципа взаимности радиоканала, который позволяет передающей станции самой измерять канальную матрицу по тренинговым сигналам передаваемым приемной станцией.

Результаты симуляции

С помощью разработанного симулятора физического уровня (PHY layer) системы связи стандарта IEEE802.11ax была проведена серия численных экспериментов для оценки характеристик работы данной системы. Для моделирования была выбрана конфигурация системы связи с четырьмя антеннами на передатчике и двумя антеннами на приемнике (4x2 MIMO), работающая в случайном канале связи с релеевскими замираниями. В первой серии экспериментов были измерены вероятности битовых и пакетных ошибок при использовании системой обоих пространственных подканалов рис. 3.

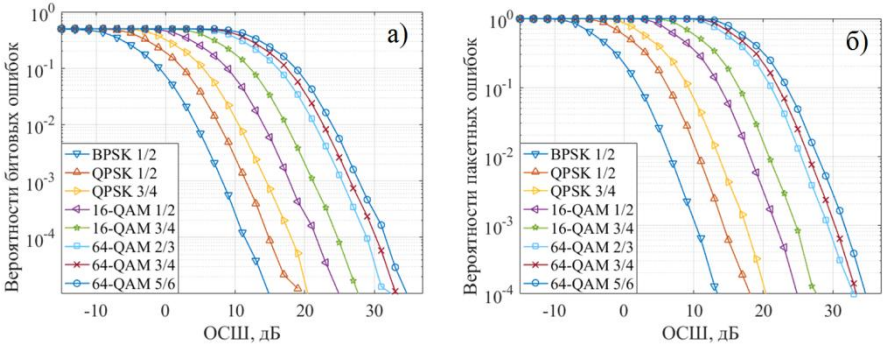


Рис. 3

Для сравнения на рис. 4 приведены графики зависимостей вероятностей битовых и пакетных ошибок от среднего ОСШ для системы связи с одной антенной на передатчике и одной антенной на приемнике (1x1 SISO).

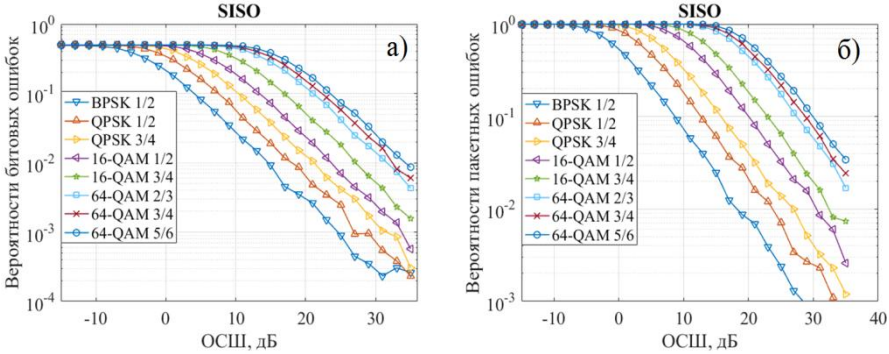


Рис. 4

Для более детального понимания характеристик работы системы в следующей серии экспериментов сравнивались достижимые скорости передачи при использовании одного или двух потоков данных, а также скорости передачи по первому и второму потоку по отдельности. Результаты экспериментов представлены на рис. 5 - 6. На данных рисунках показаны зависимости достижимой скорости передачи данных от среднего (по ансамблю канальных реализаций) ОСШ при использовании двух схем модуляции и кодирования, указанных в заголовке рисунка.

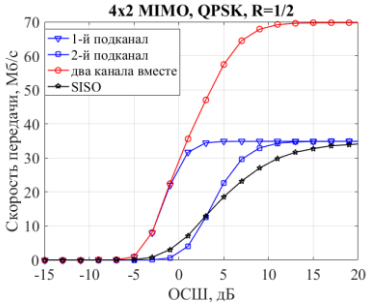


Рис. 5

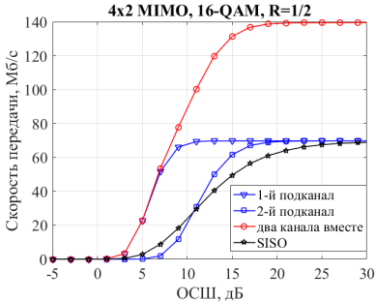


Рис. 6

Выводы

С помощью симулятора физического уровня системы радиосвязи было проведено имитационное моделирование процесса передачи данных и анализ вероятности битовой ошибки, пакетной ошибки и скорости передачи данных.

Из приведенных результатов видно, что для достижения необходимых уровней вероятностей пакетных ошибок в системе связи с одноэлементными антеннами необходимо иметь ОСШ приблизительно на 10дБ выше, чем в системе 4x2 MIMO.

Показано, что в режиме MIMO работы системы разные пространственные подканалы имеют разную энергетическую эффективность (второй пространственный подканал оказывается примерно на 5 дБ хуже в энергетическом плане по сравнению с первым подканалом), однако при сравнении систем связи с разной антенной конфигурацией видно, что даже худший по эффективности второй пространственный подканал у MIMO системы связи с антенной конфигурацией 4x2 в определенном диапазоне значений ОСШ позволяет достичь больших скоростей передачи, чем в SISO системе, использующей по одной антенне на передатчике и приемнике.

[1] IEEE P802.11ax™/D7.0 Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications, Amendment 1: Enhancements for High Efficiency WLAN, September 2020.

[2] IEEE Std 802.11™-2016 (Revision of IEEE Std 802.11-2012) Part 11: Wireless LAN Medium Access Control (MAC) and Physical Layer (PHY) Specifications

[3] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Методы обработки сигналов в адаптивных антенных решетках и компенсаторах помех. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015, 194 с.

[4] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи. – Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, 368 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК СИСТЕМЫ СВЯЗИ 5G NR В ВОСХОДЯЩЕМ КАНАЛЕ СВЯЗИ

Г.А. Ермолаев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В течение текущего столетия беспроводная связь прошла путь от систем телефонии до современной высокоразвитой комплексной коммуникационной платформы. Новое поколение систем беспроводной связи 5G New Radio (NR) должно обеспечивать подключение и доступ к информации, где бы и когда бы ни находился пользователь. По причине прямого влияния на качество обслуживания пользователей, размер зоны покрытия является одним из основных критериев, которые компании учитывают при развертывании сетей сотовой связи. Из-за меньшей мощности, доступной для обычного пользователя услуги связи, восходящий канал связи (Uplink, UL), особенно UL канал для передачи данных (physical uplink shared channel, PUSCH), является узким местом с точки зрения покрытия системы NR.

На основе анализа показателей, связанных с качеством обслуживания (Quality of service, QoS) для каждого сценария использования беспроводных систем связи 5G NR, консорциумом 3rd Generation Partnership Project (3GPP) были определены приоритетные каналы, перечисленные в техническом отчете (Technical Report, TR) 38.830 [1], как потенциальные узкие места покрытия системы связи NR: PUSCH для Enhanced Mobile Broadband (eMBB), PUSCH для голосовой связи (Voice over Internet Protocol, VoIP).

В данной работе предлагается новый эффективный подход к передаче транспортного блока за счет охвата нескольких временных слотов (transport block spanning over multiple slots, TBoMS), обсуждаемый в [2][3], для дополнительного улучшения покрытия NR PUSCH. Метод основан на специализированной схеме перестройки частоты между слотами в сочетании с объединением демодуляционных опорных сигналов (demodulation reference signals, DMRS) для совместной оценки канала.

Метод улучшения покрытия NR PUSCH

При оценке качества покрытия системы связи обычно рассматривается наихудший сценарий, приводящий к низкому отношению сигнал/шум (signal to noise ratio, SNR), актуальный для пользователей, расположенных на границе ячейки системы мобильной связи.

Даже если размер пакета данных относительно невелик, например для VoIP, в случае плохого состояния UL канала связи, размера одного физического ресурсного блока может быть недостаточно для успешной передачи всего пакета за один слот, т.е. с достаточно низкими скоростью кодирования и модуляцией. В этом случае существуют два метода, которые в настоящее время используются базовой станцией для планирования приема пакетов от пользователей:

1) Разделение пакета на более мелкие части с последующей передачей каждой части отдельно.

2) Использование схемы гибридного автоматического запроса повторения передачи (hybrid automatic repeat request, HARQ) пакета в случае ошибки приема, что приводит к снижению общей скорости кодирования после каждой повторной передачи.

При использовании первого подхода не всегда гарантируется определенное время передачи пакета из-за необходимой задержки между передачами отдельных частей по причине неопределенного уровня загрузки канала связи.

Второй подход, использующий HARQ, также не гарантирует определенное времени передачи пакета пользователю из-за задержки перед повторной передачей пакета, которая требуется для её запроса (пользователем) и планирования (базовой станцией). Такой период времени можно назвать задержкой работы схемы HARQ.

Суммируя вышесказанное, с точки зрения пропускной способности/емкости системы связи, когда базовая станция обслуживает большое количество пользователей на границе ячейки, оба подхода значительно ограничивают количество пользователей, для которых может быть обеспечено необходимое QoS.

На рис. 1 показан пример однослотовой передачи данных в PUSCH, используемой в начальных версиях 5G NR. Как можно заметить из данного примера, для подходов 1 и 2 всегда существует задержка между передачами отдельных пакетов или между повторными передачами одного и того же пакета.

На рис. 2 показан пример нового, третьего подхода к передаче данных в PUSCH в случае плохого состояния канала связи с помощью многослотовой передачи (TBoMS). При использовании этой схемы частотно-временные ресурсы всех слотов, сконфигурированных для передачи TBoMS, используются вместе, т.е. пакет данных кодируется с учетом распределения по ресурсам всех слотов. Затем, в каждом слоте, выделенном для TBoMS, передается только соответствующая часть кодированной последовательности. Декодирование полной кодовой последовательности происходит только после получения данных со всех слотов.

Новый подход позволяет заранее гарантировать определенное время передачи пакета данных путем задания определенного количества слотов для TBoMS. Более того, при использовании этой схемы отсутствуют задержки между передачами, как при подходах 1 и 2.

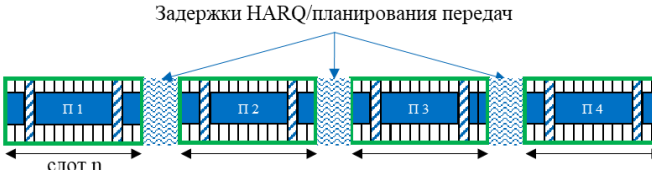


Рис. 1

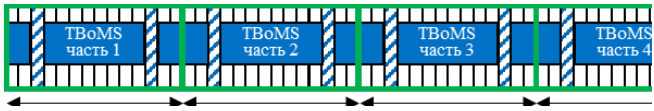


Рис. 2

Метод эффективной передачи TBoMS

Оценка канала, как правило, является узким местом с точки зрения производительности системы. Чтобы повысить точность оценки канала и, следовательно, повысить общую производительность PUSCH, для передачи TBoMS можно использовать объединение DMRS для совместной оценки канала нескольких слотов [2]. Другим подходом к повышению общей производительности многослотовой передачи является использование перестройки частоты между слотами, выделенными для TBoMS. В текущей версии стандарта 5G NR не была учтена структура TBoMS, которая позволяет объединить данные методы.

Предложенный подход к улучшению покрытия NR PUSCH использует улучшенную схему перестройки частоты, предназначенную для TBoMS, которая позволяет использовать объединение DMRS для совместной оценки канала.

На рис. 3 представлен пример схемы перестройки частоты для случая, когда транспортный блок охватывает четыре слота. В этом примере TBoMS занимает одинаковые частотные ресурсы в течение двух слотов, прежде чем переключиться на другие частотные ресурсы. Представленный паттерн также позволяет использовать совместную оценку канала для двух пар слотов: {слот 1, слот 2} и {слот 3, слот 4}.

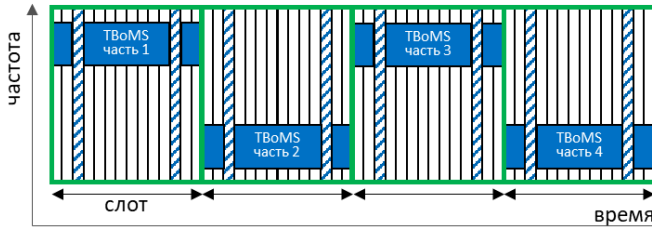


Рис. 3

Результаты моделирования

Чтобы оценить преимущество эффективного подхода передачи TBoMS, описанного выше, был использован симулятор физического уровня связи, основанный на последней версии стандарта 3GPP NR [4-7]. Основные параметры исследуемой системы связи приведены в табл. 1.

Табл. 1

Параметр	**Значение**
Схема кодирования каналов	NR LDPC
Несущая частота	700 MHz, 4 GHz
Модуляция	QPSK
Размер пакета данных	136 бит (для 700 MHz), 288 бит (для 4 GHz)
Размер выделенных ресурсов	1 PRB на слот TBoMS 4 PRB для однослотовой PUSCH
Число частотных ресурсов для перестройки частоты	2

Чтобы исследовать эффективность предложенной схемы, было произведено сравнение производительности для однослотовой PUSCH (конфигурация 1), TBoMS (конфигурация 2), TBoMS с перестройкой частоты после каждого слота (конфигурация 3), TBoMS с улучшенной схемой перестройки частоты и совместной оценкой канала (конфигурация 4, см. рис. 3).

На рис. 4 и 5 представлены сравнения вероятностей ошибки блока данных для описанных конфигураций. Сравнивая кривые для конфигураций 2 и 3, можно видеть, что перестройка частоты обеспечивает значительный прирост производительности примерно на 2 дБ. Сравнивая кривые для конфигураций 3 и 4, можно видеть, что использование улучшенной схемы перестройки частоты между слотами дает дополнительное улучшение покрытия примерно на 0,5 дБ за счет использования объединения DMRS для совместной оценки канала.

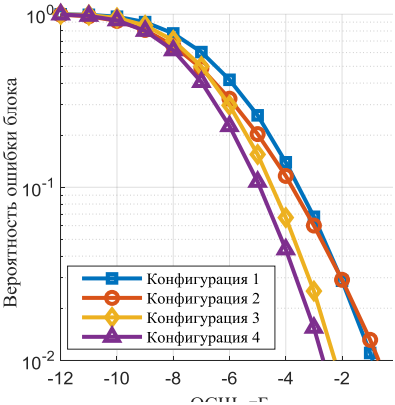


Рис. 4

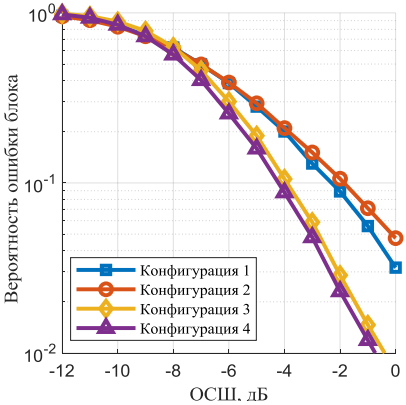


Рис. 5

[1] Study on NR coverage enhancements, TR 38.830, 3GPP, 2020.
[2] Guo Z., Chen D., Yuan Y. // 5G NR Uplink Coverage Enhancement Based on DMRS Bundling and Multi-slot Transmission. 2020 IEEE 20th International Conference on Communication Technology (ICCT). 2020. P. 482.
[3] Rao G.K., Kumawat S., Amuru S., Kuchi K. // Enhanced Transport Block Processing for 5G NR PUSCH Coverage Enhancement. 2021 National Conference on Communications (NCC). 2021. P. 1.
[4] 3GPP // Physical channels and modulation, TS 38.211. 2022.
[5] 3GPP // Multiplexing and channel coding, TS 38.212. 2022.
[6] 3GPP // Physical layer procedures for control, TS 38.213. 2022.
[7] 3GPP // Physical layer procedures for data, TS 38.214. 2022.

ОЦЕНКА НАВИГАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МНОЖЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время все более широкое применение находят системы связи и навигации, базирующиеся в космическом сегменте. Одной из актуальных задач, для проектируемых спутниковых систем, является задача определения координат источника радиоизлучения (ИРИ) методами пассивной пеленгации в реальном масштабе времени [1]. Для решения данной задачи применяются искусственные спутники Земли, использующиеся в качестве ретрансляторов. Обрабатывая ретранслированную информацию, приемная станция (ПС) извлекает полезную информацию об ИРИ - навигационные параметры. Наибольший приоритет для решения задачи определения координат ИРИ имеет разностно-дальномерный метод, требующий для своей реализации, в качестве навигационных параметров, определение взаимных временных задержек (ВВЗ).

При реализации алгоритмов местоопределения ИРИ на базе спутниковых систем возникает задача определения ВВЗ распространения широкополосных сигналов в условиях влияния эффекта Доплера, которая традиционно решается с помощью построения и анализа взаимной функции неопределенности (ВФН) опорного и исследуемого сигналов. Для пары принимаемых сигналов s_1 и s_2 ВФН имеет вид [2]:

$$A_{12}(\Delta t, \Delta f) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t) s_2(t + \Delta t)\, exp(-j2\pi \Delta f t)\, dt. \quad (1)$$

В случае узкополосных сигналов по главному максимуму ВФН могут быть определены ВВЗ и доплеровский частоты:

$$(\Delta t, \Delta f) = arg\, max |A(\Delta t, \Delta f)|. \quad (2)$$

При построении ВФН (1) широкополосных сигналов, у которых, при влиянии эффекта Доплера, значительно изменяется ширина спектра, выраженность максимумов ВФН оказывается недостаточной для проведения качественного анализа. В данной работе предлагается использовать модифицированный подход к построению ВФН, позволяющий одновременное компенсирование смещения и масштабирования спектра. Поскольку данные эффекты обусловлены влиянием эффекта Доплера:

$$f_д = f_0 + f_0 k, \quad (3)$$

где $k = v/c$ – коэффициент Доплера, равный отношению скорости сближения источника и приемнику к скорости света, f_0 – частота излученного сигнала, $f_д$ – частота принятого сигнала, представляется возможным использование разницы доплеровских коэффициентов (Δk) для описания искажения спектров сигналов при построении ВФН:

$$A_{12}(\Delta t, \Delta k) = \int_{-\infty}^{+\infty} s_1(t\Delta k) s_2^*((t + \Delta t)\Delta k) exp\,(-j2\pi f_0 \Delta k t) dt. \quad (4)$$

Рассмотрим многопозиционную спутниковую систему пассивной пеленгации, изображенную на рис. 1, основной задачей которой является определение координат

N ИРИ (x_i, y_i, z_i), находящейся на поверхности Земли. Для решения данной задачи необходимо определить ВВЗ сигналов, распространяющихся по различным каналам относительно опорного канала.

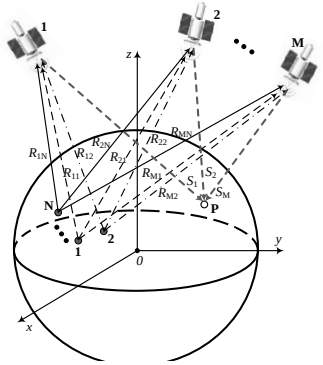


Рис. 1

Модель сигналов, принимаемых спутниками, можно представить в виде:

$$\begin{cases} s_1(t) = \sum_{i=1}^{N} x_i(t) + \eta_1(t); \\ s_2(t) = \sum_{i=1}^{N} x_i\left((1-\alpha_{2i})t + \tau_{2i}\right) + \eta_2(t); \\ s_j(t) = \sum_{i=1}^{N} x_i\left((1-\alpha_{ji})t + \tau_{ji}\right) + \eta_j(t); \\ \dots \\ s_M(t) = \sum_{i=1}^{N} x_i\left((1-\alpha_{Mi})t + \tau_{Mi}\right) + \eta_M(t), \end{cases} \quad (5)$$

где $x_i(t)$, i=1,...,N – сигнал, излучаемый i-м источником, сигналы $x_i((1-\alpha_{ji})t+\tau_{ji})$, $j = 2,\dots,M$ представляют собой искажённые ($\alpha_{ji} = V_r/c$ – коэффициент, определяющий влияние эффекта Доплера и равный отношению радиальной скорости спутника к скорости света) и задержанные копии сигнала $x_i(t)$; $\eta_j(t)$ – некоррелированные с сигналами аддитивные шумы в разных каналах распространения. Для определения координат источника радиоизлучения с помощью разностно-дальномерного метода необходима информация о временных задержках τ_{ji} для каждого источника с номером i.

При проведении оценки ВВЗ сигналов, принимаемых космическими аппаратами, в описанной системе (5) с использованием построения и анализа ВФН неизбежно возникает проблема неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным ИРИ [3]. Каждая ВФН будет содержать N пиков.

Рассмотрим взаимные временные задержки, соответствующие k-му источнику: $\Delta t_{12k}, \Delta t_{23k}, \dots, \Delta t_{M1k}$. Каждую из задержек можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} \Delta t_{12k} = \tau_{1k} - \tau_{2k}; \\ \Delta t_{23k} = \tau_{2k} - \tau_{3k}; \\ \cdots \\ \Delta t_{M1k} = \tau_{Mk} - \tau_{1k}, \end{cases} \quad (6)$$

где τ_{ij} – время распространения излучения от *j*-го источника до *i*-го приемника.

Можно заметить, что рассмотренные задержки, соответствующие одному источнику, обладают следующим свойством:

$$\Delta t_{12k} + \Delta t_{23k} + \cdots + \Delta t_{M1k} = \tau_{1k} - \tau_{2k} + \tau_{2k} - \tau_{3k} + \cdots + \tau_{Mk} - \tau_{1k} = 0. \quad (7)$$

Алгоритм устранения неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным источникам излучения, использующий критерий согласованности временных задержек (7), может быть представлен следующим образом: на основе оцененных ВВЗ с помощью прямого перебора выбираются группы задержек, доставляющие минимум критерию согласованности задержек (7).

На основе компьютерного моделирования проведено исследование зависимости вероятности правильной работы алгоритма оценки взаимной временной задержки от уровня шума (ОСШ) в исследуемых сигналах. Учитывалось найденное количество взаимных временных задержек в каждой выделенной группе. Усреднение проводилось по $N = 1000$ реализациям. Исследовались конфигурации, содержащие 3 источника излучения. На рис. 2 и рис. 3 представлены полученные зависимости для широкополосных сигналов с псевдослучайной перестройкой рабочей частоты на основе двоичной фазовой (BPSK) и частотной (MSK) манипуляции.

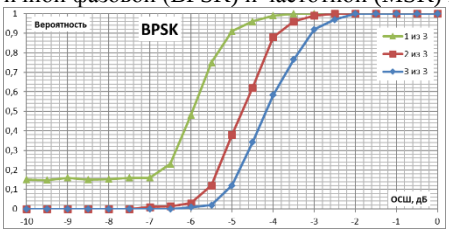


Рис. 2

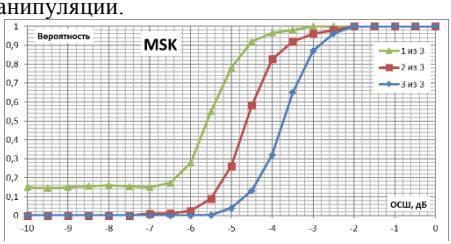


Рис. 3

Анализ полученных результатов показывает устойчивую работу алгоритма устранения неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным источникам излучения при отношении сигнал/шум в каналах связи до - 3 дБ.

[1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы: учеб.для вузов по спец. «Радиотехника»/ Под ред. Ю. М. Казаринова. – М.: Высш. шк., 1990, 496 с.

[2] Оппенгейм Э. Применение цифровой обработки сигналов. – М.: Мир, 1980, 553 с.

[3] Гринь И.В., Ершов Р.А., Морозов О.А. // Системы управления и информационные технологии. 2014. № 2.1(56). С. 124.

КООПЕРАТИВНЫЙ ПРИЕМ СИГНАЛОВ В ДЕЦЕНТРАЛИЗОВАННОЙ СЕТИ

Е.А. Маврычев

НГТУ им. Р.Е. Алексеева

Введение

Многолучевое распространение сигналов в каналах беспроводной передачи данных приводит к замираниям сигналов и значительному снижению качества приема. Наиболее эффективный и распространенный метод борьбы с замираниями сигналов является прием на разнесенные антенны [1]. Как известно, при разнесении антенн вероятность одновременного замирания сигналов в различных антенных каналах значительно снижается, что приводит к повышению качества связи в условиях многолучевого распространения радиоволн.

Дальнейшее развитие идей разнесенного приема и использования пространственных различий сигналов привело к появлению MIMO систем [2], использующих разнесенные антенны на прием и передачу, а также релейных сетей и кооперативных систем связи [3], [4], использующих распределенные в пространстве элементы системы связи. Во всех этих системах пространственные различия сигналов применяются для улучшения качества приема.

Кооперативные системы связи [4] являются сочетанием разнесенного приема с релейными системами, в которых пользователи кооперативной системы принимают и ретранслируют сигналы, предназначенные обслуживаемому пользователю. В настоящей работе рассматривается кооперативная система связи, в которой кооперативные абоненты объединены в высокоскоростную сеть, и вместо релейной ретрансляции для передачи данных между абонентами используется данная сеть. Особенностью этой сети является отсутствие общего центра и произвольная топология связей, что делает такую систему полностью распределенной и для осуществления кооперативного приема целесообразно использовать распределенные алгоритмы обработки сигналов, которые основаны на алгоритме консенсуса [5], [6].

Модель системы и постановка задачи

Рассмотрим сеть, состоящую из N узлов, с произвольной топологией связей между узлами. Топологию сети можно описывать с помощью графа или с помощью совокупности конечных множеств N_1, N_2, …, N_N, где множество N_n содержит номера узлов, с которыми n-ый узел имеет соединения, а узлы из множества N_n называют соседями n-го узла. Если узлы n и m имеют соединение, т.е. $m \in \mathrm{N}_n$ и $n \in \mathrm{N}_m$ то это означает, что между ними существует высокоскоростная линия связи и они могут обмениваться данными между собой.

Полагаем, что узлы сети являются абонентами многопользовательской беспроводной системы связи и принимают сигнал от удаленной точки доступа. Режим передачи данных может быть как одноадресным, так и многоадресным. Основная идея заключается в кооперативном приеме сигналов на всех узлах сети с последующей распределенной обработкой.

Комплексный сигнал $x_n \in \mathrm{C}$, принимаемый n-ым узлом, представим в виде

$$x_n = h_n s + v_n, \quad (1)$$

что является классической моделью сигналов для частотно-неселективного канала [1], где $h_n \in \mathrm{C}$ – коэффициент передачи канала от точки доступа до n-го абонента, $v_n \in \mathrm{C}$ – собственный шум приемника n-го абонента. Представим принимаемые сигналы абонентами сети в виде вектора $\mathbf{x}=[x_1,\ldots x_N]^T$, тогда выражение (1) перепишем как

$$\boldsymbol{x} = \boldsymbol{h}s + \boldsymbol{v}, \quad (2)$$

где $\mathbf{h}=[h_1,\ldots h_N]^T$ – вектор коэфициентов передачи канала, $\mathbf{v}=[v_1,\ldots v_N]^T$ – вектор сосбственных шумов.

Оптимальный прием сигналов на фоне гауссовких шумов заключается в весовом суммировании сигналов

$$z = \boldsymbol{w}^H \boldsymbol{x}. \quad (3)$$

Весовая сумма (3) используется как решающая статистика для демодуляции и декодирования информационного символа. Оптимизация линейной обработки, основанная на минимизации квадрата ошибки

$$\min_{\boldsymbol{w}} |y - \boldsymbol{w}^H \boldsymbol{x}|^2, \quad (4)$$

приводит к хорошо известному согласованному решению для вектора весовых коэффициентов

$$\boldsymbol{w} = \frac{\boldsymbol{h}}{\boldsymbol{h}^H \boldsymbol{h}}. \quad (5)$$

Представленная модель сигналов и решение для весовых коэффициентов хорошо известно в технике разнесенного приема сигналов [1], [2]. Решающая статистика (3) может быть получена при наличии данных от всех узлов сети. Однако, в распределенной системе принимаемые сигналы и канальные коэффициенты распределены в узлах сети и недоступны в общем центре обработки сигналов. Поэтому задачей кооперативного приема сигналов в децентрализованной сети является разработка распределенного алгоритма, позволяющего получить оценку метрики (3) в узлах сети.

Алгоритм распределенного кооперативного приема

Выражение для оптимального приема сигналов (3) перепишем в виде

$$z = (g_0)^{-1} y_0 = \left(\sum_{n=1}^{N} g_n \right)^{-1} \sum_{n=1}^{N} y_n, \quad (6)$$

где величины $g_n = h_n^* h_n$, $y_n = h_n^* x_n$ могут быть вычислены с использованием данных, имеющихся на n-ом узле сети.

Таким образом, определение решающей статистики (3) состоит в вычислении двух сумм g_0 и y_0, в которых n-ое слагаемое g_n и y_n, соответственно, определено на n-ом узле сети. Вычисление этих сумм в распределенном виде осуществляется на основе алгоритма консенсуса. В этом алгоритме на i-ой итерации n-ый узел имеет оценки $g_n^{(i-1)}$ и

$y_n^{(i-1)}$, полученные на предыдущей итерации, обменивается этими оценками со своими соседями из множества N_n и производит вычисление оценок на текущей итерации

$$g_n^{(i)} = g_n^{(i-1)} + \sum_{m \in N_n} a_{n,m} \left(g_m^{(i-1)} - g_n^{(i-1)} \right), \quad (7)$$

$$y_n^{(i)} = y_n^{(i-1)} + \sum_{m \in N_n} a_{n,m} \left(y_m^{(i-1)} - y_n^{(i-1)} \right), \quad (8)$$

где a_{nm} – коэффициенты алгоритма консенсуса, которые можно представить в виде матрицы **A**. Значения для нулевой итерации принимаются равными $g_n^{(0)} = g_n$ и $y_n^{(0)} = y_n$.

Чтобы обеспечить асимптотическую сходимость алгоритма консенсуса к истинному среднему значению необходимо, чтобы матрица коэффициентов консенсуса была симметричной $\mathbf{A}=\mathbf{A}^T$, коэффициенты удовлетворяли условиям $a_{nm} > 0$, если $m \in N_n$ и $a_{nm} = 0$, если $m \notin N_n$ для $n = 1, \ldots, N$, а также выполнялось условие $\mathbf{A}\mathbf{1}_N=\mathbf{1}_N$, где $\mathbf{1}_N$ – единичный вектор размерности $N \times N$. Наиболее часто используются коэффициенты которые получили называние Metropolis-Hastings [6].

Результаты моделирования

Рассмотрим математическое моделирование, в котором в качестве примера рассматривается сеть с топологией, показанной на рис. 1. Будем рассматривать систему передачи данных с двоично фазовой манипуляцией без помехоустойчивого кодирования, т.е. $s \in \{+1, -1\}$. Прием сигналов осуществляется на фоне гауссовских шумов с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией $v_n \sim CN(0, 1)$, которые являются статистически независимыми в приемниках различных абонентов сети. Полагаем, что многолучевой канал распространения сигнала описывается релеевской моделью, для которой комплексный коэффициент передачи имеет гауссовское распределение $h_n \sim CN(0, \rho)$, где величина дисперсии ρ определяет среднюю мощность полезного сигнала, принимаемого антенной одного абонента, отнесенную к мощности собственного шума. Также считаем, что все коэффициенты $h_1, \ldots, h_N$ являются статистически независимыми.

В каждом статистическом эксперименте генерируются случайные реализации информационного символа, канальных коэффициентов и собственных шумов. Рассматривается оптимальный алгоритм кооперативного приема и распределенный алгоритм на основе консенсуса. Мерой качества приема сигналов является вероятность (битовой) ошибки декодированного символа.

На рис. 2 показаны вероятности ошибок в зависимости от отношения сигнал/шум (ОСШ) для различного числа итераций алгоритма консенсуса, при этом вероятности ошибок усредняются по всем узлам сети. Нулевая итерация (J=0) означает некооперативный прием, когда каждый узел декодирует сигнал, использую только собственные данные. Как видно из рис. 1, при увеличении числа итераций вероятность ошибки приближается к оптимальному значению. На рис. 3 показаны вероятности ошибок в зави-

симости от ОСШ для различных узлов сети при числе итераций консенсуса равном J=5. Можно заметить значительный разброс в качестве приема на различных узлах, который определяется неоднородностью топологических связей узлов, например узел 5 имеет вероятность ошибки близкую к оптимальной, так ка находится в «центре» сети, а узел 3, находясь на «периферии», имеет наихудшую вероятность ошибки. На рис. 4 показана зависимость вероятности ошибки от числа итераций при ОСШ равным 0 дБ для наилучшего узла (n=5), наихудшего узла (n=3) и усредненные по всей сети. Все кривые с различной скоростью сходятся к оптимальному значению вероятности ошибки.

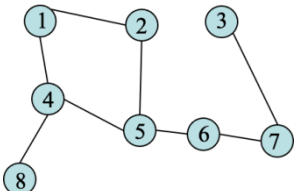


Рис. 1

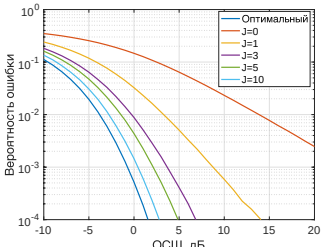


Рис. 2

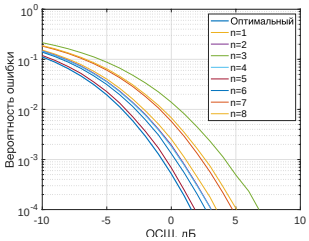


Рис. 3

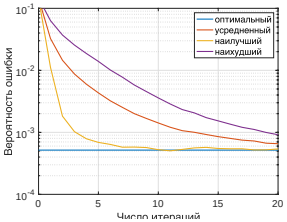


Рис. 4

[1] Прокис Д. Цифровая связь. Пер. с англ. – М: Радио и связь, 2000, 800 с.
[2] Ермолаев В.Т., Маврычев Е.А., Флаксман А.Г. // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 2001. № 9. С. 50.
[3] Kramer G., Gastpar M., Gupta P. // IEEE Trans. on Inform. Theory. 2005. Vol. 51, No. 9. P. 3037.
[4] Nosratinia A., Hunter T.E., Hedayat A. // IEEE Comm. Mag. 2004. Vol. 42, No. 10. P. 74
[5] Olfati-Saber R., Fax J.A., and Murray M. // Proceedings of the IEEE. 2007. Vol. 95., No. 1. P. 215.
[6] Xiao L., Boyd S., Kimb S.-J. // Journal of Parallel and Distributed Computing. 2006. Vol. 67, No. 1. P. 33.

ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ МЕТОДОМ НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ С РЕГУЛЯРИЗАЦИЕЙ НОРМОЙ ПЕРВОГО ПОРЯДКА

А.П. Пехтерев[1)], Н.Д. Пирожков[2)], Е.А. Маврычев[2)]

[1)] ПАО «НПО «Алмаз»
[2)] НГТУ им. Р.Е. Алексеева

Введение

Обнаружение сигналов является ключевой задачей в статистической обработке сигналов и применяется в радио- и гидролокации, радиоастрономии, сенсорных сетях и других приложениях. Оптимальный алгоритм обнаружения детерминированного сигнала заключается в вычислении корреляционной суммы и сравнении ее с пороговым значением [1]. Если обнаруживаемые сигналы имеют случайные параметры, то выполняется многоканальная корреляционная обработка и сравнение корреляционных сумм с порогом. Такой алгоритм является оптимальным при обнаружении одиночного сигнала. Однако в задаче обнаружения-разрешения нескольких сигналов корреляционный алгоритм не является оптимальным, и его разрешающая способность ограничивается релеевским пределом разрешения [1].

Известны различные методы повышенного разрешения сигналов, представленные, например, в монографиях [2], [3]. Однако в последние годы широкое распространение получил подход, основанный на разреженном восстановлении сигналов [4]-[6], в том числе для задач обнаружения сигналов [7], [8]. Одним из принципиальных вопросов задачи разреженного восстановления является решение невыпуклой оптимизационной задачи, имеющей экспоненциальную сложность [6]. Эффективным методом является регуляризация квадрата ошибки на основе нормы первого порядка вектора неизвестных параметров [9], [10], получившим широкое распространение в обработке сигналов и машинном обучении. В настоящей работе рассматривается применение данного метода для обнаружения детерминированного сигнала со случайной фазой и дискретными параметрами.

Модель системы

Будем рассматривать входной комплексный сигнал $x(l)\in\mathrm{C}$ дискретного времени $l=1\ldots L$, который представляет собой линейную комбинацию K сигналов $s(l,\tilde{\mathbf{f}}_1),\ldots,s(l,\tilde{\mathbf{f}}_K)$, где $s(l,\mathbf{f})$ - детерминированный сигнал, зависящий от вектора параметров $\mathbf{f}$. Вектор параметров может включать время задержки, допплеровский сдвиг частоты, угловые координаты и другие параметры. Полагаем, что вектор информационных параметров принадлежит некоторому конечному множеству $\mathbf{f}\in\mathrm{F}$, размерность которого равна $|\mathrm{F}|=N$. Таким образом, входной сигнал представляется в виде

$$x(l)=\sum_{k=1}^{K}\tilde{a}_k\, s\left(l,\tilde{\boldsymbol{f}}\right)+v(l), \qquad (1)$$

где $\tilde{a}_1,\ldots,\tilde{a}_K$ – комплексные амплитуды сигналов, $v(l)$ – комплексный собственный шум, который распределен по гауссовскому закону с нулевым математическим ожиданием и дисперсией равной единице.

Представим полезный сигнал с параметрами **f** с нормированной амплитудой и нулевой начальной фазой в виде вектора $\mathbf{s}(\mathbf{f}) = [s(1, \mathbf{f}), \ldots, s(L, \mathbf{f})]^T$, где $(.)^T$ – операция транспонирования. Тогда выражение (1) можно переписать в векторном виде

$$\boldsymbol{x} = \sum_{k=1}^{K} \tilde{a}_k \, \boldsymbol{s}(\tilde{\boldsymbol{f}}) + \boldsymbol{v}, \qquad (2)$$

где $\mathbf{x}=[x(1), \ldots, x(L)]^T \in \mathrm{C}^L$ – вектор входного сигнала, $\mathbf{v}=[v(1), \ldots, v(L)]^T \in \mathrm{C}^L$ – вектор собственного шума.

Подход, основанный на разреженном восстановлении, заключается в представлении модели сигнала (2) в разреженном виде. Для этого введем матрицу алфавита сигналов $\mathbf{S}=[\mathbf{s}(\mathbf{f}_1), \ldots, \mathbf{s}(\mathbf{f}_N)] \in \mathrm{C}^{L \times N}$, столбцы которой представляют сигналы для всех возможных параметров, принадлежащих множеству $\mathrm{F} \equiv \{ \mathbf{f}_1, \ldots, \mathbf{f}_N \}$. Тогда модель сигналов (2) перепишем в виде

$$\boldsymbol{x} = \boldsymbol{S}\boldsymbol{a} + \boldsymbol{v}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{a}=[a_1, \ldots, a_N]^T \in \mathrm{C}^N$ – разреженный вектор комплексных амплитуд составляющих сигнала, содержащий K ненулевых компонент $\tilde{a}_1, \ldots, \tilde{a}_K$, соответствующих параметрам $\tilde{\mathbf{f}}_1, \ldots, \tilde{\mathbf{f}}_K$. Также можно записать, что $\|\mathbf{a}\|_0 = K$, где $\|.\|_0$ - норма нулевого порядка вектора, равная числу его ненулевых компонент.

Задача разреженного восстановления сигналов на фоне шума математически ставится следующим образом

$$\min_{\boldsymbol{a}} \|\boldsymbol{a}\|_0, \qquad \|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{S}\boldsymbol{a}\|^2 \le \varepsilon^2, \qquad (4)$$

т.е. выполняется поиск вектора параметров с наименьшим числом ненулевых компонент при условии, что квадрат ошибки между входным сигналом и моделью не превышает величины ε^2, выбор которой зависит от дисперсии собственного шума.

Регуляризация нормой первого порядка

Оптимизационная задача (4) является невыпуклой и не имеет алгоритма полиномиальной сложности, сходящегося к глобальному экстремуму. Один из наиболее распространенных подходов решения задачи разреженного восстановления заключается в аппроксимации нормы нулевого порядка $\|\mathbf{a}\|_0$ с помощью нормы первого порядка $\|\mathbf{a}\|_1$, которая является выпуклой функцией. Кроме того, переходя к безусловной оптимизации, получаем следующую оптимизационную задачу

$$\min_{\boldsymbol{a}} \|\boldsymbol{x} - \boldsymbol{S}\boldsymbol{a}\|^2 + \lambda \|\boldsymbol{a}\|_1, \qquad (5)$$

где λ – коэффициент регуляризации.

Задача (5) является выпуклой и может быть эффективно решена с помощью алгоритмов градиентного типа. Однако, обычный градиентный алгоритм для задачи (5) не является сходящимся, так как целевая функция в (5) не дифференцируема во всех точках. Поэтому может быть использован проксимальный градиентный алгоритм, который для задачи (5) получил название ISTA [10].

Алгоритм ISTA является итерационным алгоритмом. В качестве начального приближения $\mathbf{a}^{(0)}$ используется случайный вектор. Далее выполняется итерационная про-

цедура, в которой на i-ой итерации выполняется градиентный спуск, представляемый в виде

$$\widehat{\boldsymbol{a}}^{(i)} = \boldsymbol{a}^{(i-1)} + \gamma \boldsymbol{S}^H\left(\boldsymbol{x} - \boldsymbol{S}\boldsymbol{a}^{(i-1)}\right), \quad (6)$$

где $(.)^H$ – операция Эрмитова сопряжения. В выражении (6) к значению вектора $\mathbf{a}^{(i-1)}$, полученному на предыдущей итерации, выполняется приращение пропорциональное градиенту квадрата ошибки $\|\mathbf{x}\text{-}\mathbf{S}\mathbf{a}\|^2$ с противоположным знаком. Скалярный коэффициент γ является шагом градиентного алгоритма или коэффициентом сходимости.

После градиентного приращения к полученному вектору $\hat{\mathbf{a}}^{(i)}$ применяется проксимальная операция

$$\boldsymbol{a}^{(i)} = S_\lambda(\widehat{\boldsymbol{a}}^{(i)}) \quad (7)$$

функция $S_\lambda(\hat{\mathbf{a}})$ является проксимальным оператором, действующим на каждый элемент вектора $\hat{\mathbf{a}}$ следующим образом

$$[S_\lambda(\widehat{\boldsymbol{a}})]_n = \frac{\hat{a}_n}{|\hat{a}_n|} max\{|\hat{a}_n| - \lambda, 0\}. \quad (8)$$

В результате применения проксимального оператора (8) получаем текущее значение оценки вектора комплексных амплитуд. Если выбрать коэффициент сходимости из условия $\gamma \le 1/\|\mathbf{S}\|^2$, то градиентный алгоритм сходится к глобальному минимуму. Критерием останова градиентного спуска является условие $\|\mathbf{a}^{(i)}\text{-}\mathbf{a}^{(i-1)}\| \le \delta$, при выполнении которого итерационная процедура останавливается, а полученное значение $\mathbf{a}^{(i)}$ является оценкой комплексных амплитуд, где δ - малая величина, характеризующая точность сходимости к экстремуму целевой функции (5). Иначе, осуществляется переход на следующую итерацию градиентного алгоритма (6) при этом $i \leftarrow i+1$.

Результаты моделирования

В качестве примера рассмотрим обнаружение дискретного прямоугольного видеоимпульса со случайной начальной фазой и длительностью M=16 отсчетов, имеющего скалярный параметр f, являющийся временной задержкой импульса. Будем рассматривать выборку входного сигнала длительность L=128, а множество параметров сигнала или задержек принимает значения F = {1, 2, …, L-M} и имеет размерность N=L-M=112. Обнаружение сигнала рассматривается на фоне белого гауссовского шума.

Проксимальный алгоритм ISTA будем сравнивать с согласованной обработкой сигналов. Зависимости вероятности ложной тревоги, полученные по статистическим экспериментам, приведены на рис. 1. Для сравнения вероятностей обнаружения выбираем уровень порога для согласованной обработки и значение параметра регуляризации λ для алгоритма ISTA, которые обеспечивают вероятность ложной тревоги равную 10^{-4}. На рис. 2 показаны вероятности правильного обнаружения-разрешения сигналов для случая одиночного сигнала и для случая двух близкорасположенных сигналов (смещенных на три временных отсчета). В первом случае алгоритм ISTA незначительно проигрывает согласованной обработке, являющейся оптимальной для данного случая. Во втором случае алгоритм ISTA позволяет обнаруживать и разре-

шать два сигнала, в то время как согласованная обработка не позволяет получить разрешение.

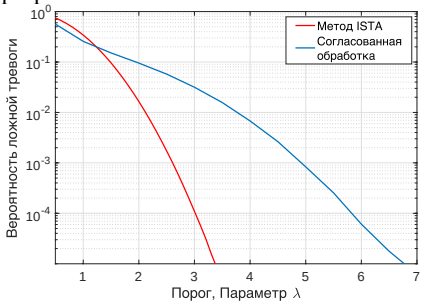


Рис. 1

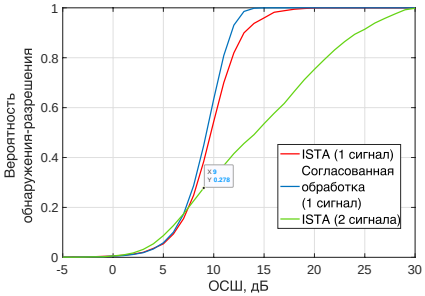


Рис. 2

Таким образом, в работе рассмотрен алгоритм обнаружения сигналов, основанный на регуляризации квадрата ошибки нормой первого порядка. В результате получена выпуклая оптимизационная задача, которая эффективно решается с использованием проксимального градиентного алгоритма. С помощью математического моделирования установлено, что рассматриваемый алгоритм незначительно уступает в качестве обнаружения оптимальному алгоритму при обнаружении одиночного импульса, но позволяет получить существенно лучшую разрешающую способность сигналов с близкими параметрами и значительно превосходит классические алгоритмы.

[1] Ширман Я.Д, Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981, 416 с.
[2] Караваев В.В., Сазонов В.В. Статистическая теория пассивной локации. – М.: Радио и связь, 1987, 240 с.
[3] Марпл-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. Пер. с англ. – М.: Мир, 1990, 584 с.
[4] Donoho D.L., Huo X. // IEEE Trans. on Information Theory. 2001. Vol. 47, No. 7. P. 2845.
[5] Donoho D. // IEEE Trans. on Information Theory. 2006. Vol. 52, No. 4. P. 1289.
[6] Foucart S., Rauhut H. A. Mathematical introduction to compressive sensing. – Birkhäuser, 2013, 625 p.
[7] Duarte M.F., Davenport M.A., Wakin M.B., and Baraniuk R.G. // in Proc. Acoust., Speech Signal Process. 14-19 May 2006. p. III-305.
[8] Парфенов В.И., Голованов Д.Ю. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2017. № 6.
[9] Tibshirani R. // Journal of the Royal Statistical Society Series B. 1996. Vol. 58, No. 1. P. 267.
[10] Beck, A., Teboulle, M. // in Proc. Acoust., Speech Signal Process. 19-24 April 2009. p. 693.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОРОГОВЫХ ЗНАЧЕНИЙ РЕШАЮЩЕЙ СТАТИСТИКИ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Проблема обнаружения и оценивания параметров сигналов на многоэлементных антенных решетках имеет большое значение для множества применений, включая радары, сонары, сенсорные системы, системы связи и позиционирования. Большое количество работ в данной области сфокусированы на задачах обнаружения, оценивания и различения задержек и углов прихода сигналов от точечных некоррелированных источников излучения, находящихся в дальней зоне. Однако, данные предположения об источниках могут не всегда выполнятся. В таких случаях требуется применение других алгоритмов обработки сигнала. Например, источник излучения или отражатель может находиться в ближней зоне антенной решетки. Таким образом, интересной является задача обнаружения источника излучения в ближней зоне.

В данной работе рассматривается новый подход к задаче обнаружения источника излучения, находящегося в ближней зоне антенной системы, основанный на прямом решении задачи проверки гипотезы о плоском волновом фронте полезного сигнала. С помощью компьютерного моделирования были получены пороговые значения решающей статистики при заданном уровне значимости.

Постановка задачи

После того, как решена задача начального обнаружения узкополосного полезного сигнала в приемной M-элементной антенной решетке (АР) и принято решение о наличии сигнала [1], можно проверить дополнительное предположение о волновом фронте. А именно, определить является ли волновой фронт плоским, что соответствует нахождению источника излучения в дальней зоне. Для этого можно воспользоваться методом обобщенного отношения правдоподобия [2]. Эта задача может быть сформулирована в терминах теории проверки статистических гипотез следующим образом:

$$\begin{aligned} H_0&: \boldsymbol{x}[n] = \boldsymbol{\xi}[n] + \boldsymbol{S}_0[n], \\ H_1&: \boldsymbol{x}[n] = \boldsymbol{\xi}[n] + \boldsymbol{S}_1[n], \end{aligned} \qquad (1)$$

где H_0 – гипотеза о том, что волновой фронт является плоским, H_1 – гипотеза о том, что волновой фронт отличается от плоского и является произвольным. Здесь $\mathbf{x}[n] = (x_1[n], \ldots, x_M[n])^T$ – $M \times 1$ вектор отсчетов наблюдаемых сигналов, M – количество антенных элементов АР, $\mathbf{S}_{0,1}[n] = a[n]\cdot\mathbf{S}_{0,1}$ – вектор полезного сигнала на антенных элементах, $a[n]$ – передаваемый сигнал, $\mathbf{S}_0 = (\mathbf{S}_{01}, \ldots, \mathbf{S}_{0M})^T$ – неизвестный вектор плоского волнового фронта, зависящий от геометрии антенны и угла прихода сигнала, $\mathbf{S}_1 = (\mathbf{S}_{11}, \ldots, \mathbf{S}_{1M})^T$ – неизвестный вектор произвольного волнового фронта, $\boldsymbol{\xi}[n]$ – вектор собственного шума АР, n = {1, 2, .., N} – индекс временного отсчета, N – объем выборки. Будем считать, что антенна калибрована и мощность собственных шумов в

элементах АР одинаковая и равна единице, а $a[n]$ – известная временная последовательность, выражающая закон модуляции полезного сигнала.

Поскольку обе рассматриваемые гипотезы H_0 и H_1 зависят от неизвестных параметров (формы волнового фронта), то в соответствии с методом обобщенного отношения правдоподобия для решения поставленной задачи первоначально необходимо оценить неизвестные волновые векторы $\mathbf{S}_0$ и $\mathbf{S}_1$ и использовать полученную оценку при решении задачи (1). При этом максимально правдоподобные оценка неизвестного произвольного волнового вектора и оценка неизвестного плоского волнового фронта находятся путем максимизации соответствующей функции правдоподобия [2].

$$\Lambda(\boldsymbol{x}) = \frac{\max\limits_{\boldsymbol{S}_1}(W(\boldsymbol{x}/\boldsymbol{S}_1, H_1))}{\max\limits_{\boldsymbol{S}_0}(W(\boldsymbol{x}/\boldsymbol{S}_0, H_1))} = \frac{W_1}{W_0} \gtrless \Lambda_{th},$$
$$W_{0,1} = \frac{1}{\pi^{MN}} \exp\left\{-\sum_{n=1}^{N}\left|\mathbf{x}[n] - a[n]\hat{\mathbf{S}}_{0,1}\right|^2\right\}, \quad (2)$$

где пороговое значение Λ_{th} следует принять равным единице при принятии решения по критерию максимального правдоподобия.

Максимально правдоподобная оценка произвольного волнового фронта полезного сигнала для данной задачи определяется вектором сигналов **y** на выходах согласованных фильтров [1]:

$$\widehat{\boldsymbol{S}}_1 = \sum_{n=1}^{N} a^*[n] \cdot \boldsymbol{x}[n] = \boldsymbol{y}. \quad (3)$$

В случае, когда сигнал представляет собой плоскую волну, волновой фронт для линейной эквидистантной АР соответствует вектору-фазору:

$$\boldsymbol{S}_0(\varphi_0, \Delta\varphi) = e^{j\varphi_0} \cdot \left[1\ e^{j\Delta\varphi} \dots e^{j(m-1)\Delta\varphi}\right]^T. \quad (4)$$

Задача оценивания волнового фронта полезного сигнала в этом случае сводится к оценке начальной фазы сигнала и угла прихода. Можно показать, что максимально правдоподобная оценка находится путем решения задачи максимизации скалярного произведения

$$\widehat{\boldsymbol{S}}_0 = \underset{\boldsymbol{S}_0(\varphi_0, \Delta\varphi)}{arg\,max}\{real(\boldsymbol{y}^H \boldsymbol{S}_0(\varphi_0, \Delta\varphi))\}. \quad (5)$$

Решение задачи (5) в общем случае оказывается достаточно сложным. Различные алгоритмы нахождения оценки $\mathbf{S}_0$ были подробно исследованы в работе [1]. В данной работе был использован метод из работы [1], соответствующий наилучшей точности оценки.

Прямое использование оценок (3) и (5) в отношении правдоподобия (2) для решения задачи различения двух сложных гипотез H_0 и H_1 приводит к тривиальному результату – принятию гипотезы H_1, поскольку множество допустимых векторов плоских фронтов $\mathbf{S}_0$ является подмножеством всевозможных волновых фронтов $\mathbf{S}_1$. Таким образом, всегда будет выполняться неравенство $W_1 \geq W_0$. Поэтому в данной работе в

качестве решающей статистики для различения гипотез был выбран квадрат разности оценок волновых векторов для гипотез H_0 и H_1:

$$\varepsilon^2 = \left|\widehat{\boldsymbol{S}}_1 - \widehat{\boldsymbol{S}}_0\right|^2. \quad (6)$$

Таким образом, значение решающей статистики возрастает при возрастании разницы между оценками в предположении плоского волнового фронта $\mathbf{S}_0$ и произвольного волнового фронта $\mathbf{S}_1$. Т.е. при реализации гипотезы H_0 ожидается, что значение решающей статистики будет ниже, чем при реализации гипотезы H_1.

Результаты моделирования

Для нахождения характеристик предложенного алгоритма обработки сигналов для различения плоского и произвольного волновых фронтов было проведено численное моделирование схемы обработки сигналов, принимаемых линейной эквидистантной M-элементной АР на фоне аддитивного белого гауссовского шума. Расстояние между элементами решетки равно половине длины волны. Псевдослучайная последовательность длиной $N = 32$ использовалась как полезный сигнал $a[n]$.

Были проведены исследования распределения вероятностей решающей статистики ε^2 (6) для случая плоского волнового фронта (H_0) при различных ОСШ (Отношение Сигнал-Шум) на выходе согласованного фильтра антенного элемента для линейной эквидистантной антенной решетки с $M = 8$ элементами. Распределения плотности вероятности (PDF – Probability Density Function), полученные с помощью компьютерного моделирования представлены на рис. 1.

Из приведенных на рисунке кривых видно, что распределение вероятностей решающей статистики имеет различный вид при разных ОСШ, однако, для относительно небольших значениях ОСШ (>3 дБ) при заданных предположениях распределение решающей статистики ε^2 достаточно хорошо аппроксимируется известным распределением χ^2 с $\nu = 2 \cdot M - 2 = 14$ степенями свободы, что согласуется с общей теорией статистического оценивания [2].

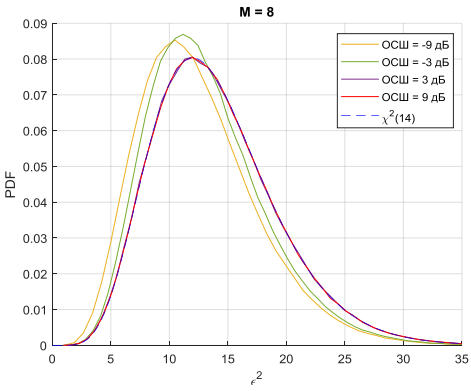


Рис. 1

Полученные распределения могут быть использованы для расчёта пороговых значений ε^2_{th} для задачи различения гипотез H_0 и H_1 при фиксированном значении уровня значимости, где уровень значимости соответствует вероятности определения гипотезы H_1 при реализации гипотезы H_0. Пороговые значения для различных ОСШ при уровне значимости 0.05 представлены на рис. 2 для $M = 8$. Также на рисунке представлены пороговые значения в предположении, что решающая статистика соответствует распределению χ^2 с $\nu = 2 \cdot M$

степенями свободы при очень малых ОСШ и $\nu = 2 \cdot M - 2$ степенями свободы при ОСШ > 3 дБ.

Как можно видеть на рисунке, пороговое значение изменяется при различных ОСШ, что затрудняет использование предложенного метода обнаружения источника сигнала в ближней зоне на практике. Однако, при ОСШ (>3 дБ) пороговые значения близки к значению соответствующему распределению χ^2 с $2 \cdot M - 2$ степенями свободы. Таким образом, уже при небольших положительных ОСШ пороговое значение можно определить с помощью χ^2 распределения, что значительно упрощает применение предложенного метода на практике. Интересно также отметить, что при очень малых ОСШ (<–40 дБ) пороговые значения стремиться к соответствующим значениям χ^2 распределения с $2 \cdot M$ степенями свободы.

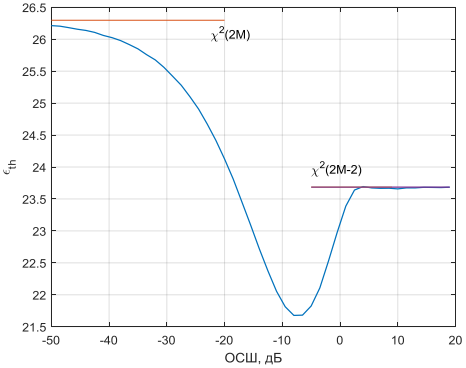


Рис. 3

Выводы

В данной работе был рассмотрен новый подход к обнаружению источника сигнала, находящегося в ближней зоне антенной системы, основанный на прямом решении задачи проверки гипотезы о плоском волновом фронте полезного сигнала. С помощью метода компьютерного моделирования были получены пороговые значения для различения гипотез с уровнем значимости 0.05, а также распределения плотности вероятности решающей статистики. При небольших положительных ОСШ (>3 дБ) пороговые значения можно оценить с помощью распределения χ^2 с $2 \cdot M - 2$ степенями свободы. При очень малых ОСШ (<–40 дБ) пороговые значения стремиться к соответствующим значениям χ^2 распределения с $2 \cdot M$ степенями свободы. Таким образом, при использовании предложенного метода при достаточных ОСШ можно использовать распределение χ^2 с $M - 2$ степенями свободы для вычисления пороговых значений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-37-90101.

[1] Bolkhovskaya O.V. Investigation of Theoretical limits for Unconditional AoA Estimations in multi-element antenna arrays by simulations // 2020 IEEE International Conference on Industrial Technology (ICIT), Buenos Aires, Argentina. 2020. P. 6.

[2] Kay S. Fundamentals of Statistical Signal Processing: Estimation Theory. – New York: Prentice Hall, 2013.

ОЦЕНИВАНИЕ ЧАСТОТЫ СМЕЩЕНИЯ ФАЗОМАНИПУЛИРОВАННОГО СИГНАЛА ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ

И.С. Сорокин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных мобильных системах связи и спутниковых системах передачи данных для осуществления надежного приема данных необходимо обеспечить временную, частотную и фазовую синхронизацию [1, 2]. Частотная синхронизация является сложной задачей, поскольку расстройка частоты гетеродинов приемников и передатчиков может достигать сотен килогерц, а в некоторых случаях и единиц мегагерц [3]. В работе предлагается метод оценивания смещения частоты сигнала, не требующий заранее известных передаваемых данных – пилотных последовательностей, фазомодулированного сигнала. Проводится сравнение точности оценивания частоты смещения сигнала методом Luise and Reggiannini (L&R), используемым в стандарте DVB-S2 и DVB-S2X [3, 4].

Отклонения в частотах гетеродина приемника и передатчика обусловлено несколькими причинами. Во-первых, при относительном перемещении во времени приемника и передатчика частота несущего приемного колебания смещается на величину доплеровского сдвига. Величина этого сдвига прямо пропорциональна частоте гетеродина и относительной скорости перемещения. Во-вторых, нестабильность опорных генераторов, применяемых в приёмных и передающих изделиях, также приводит к отклонению в частоте гетеродина. Функциональная схема формирования частоты гетеродина приведена на рисунке 1. Тактовый сигнал с выхода опорного генератора поступает на вход синтезатора частот. Синтезатор частот на своем выходе будет иметь частоту гетеродина $f_{гет}$, которая используется модулятором и демодулятором на передатчике и приемнике соответственно. Например, для опорного генератора с номинальной частотой $f_{оп}$, равной 30,72 МГц и нестабильностью ±50 ppm максимальное значение расстройки гетеродинов $\Delta f_{гет}$ на частоте 6 ГГц составит 600КГц. Величина смещения частоты сигнала вследствие нестабильности опорных генераторов может существенно превышать величину доплеровского смещения.

Модель сигнала, учитывающая влияние частоты смещения сигнала, описывается следующей формулой:

$$s(k) = d(k)e^{j\left(2\pi k\frac{f_{см}}{F_s}+\theta\right)} + n(k), 1 \le k \le N, \quad (1)$$

где d – передаваемые символы, s – принимаемые символы, $f_{см}$ – частота смещения, выраженная в Гц, F_s – символьная частота, выраженная в Гц, θ – случайная фаза из диапазона от 0 до 2π, k – индекс символа, n – гауссовый процесс с нулевым средним и дисперсией σ_0^2. Частота смещения $f_{см}$ объединяет в себе частоту расстройки гетеродинов приемника и передатчика, а также частоту доплеровского сдвига, обусловленную их относительным перемещением.

В спутниковых системах передачи данных, таких как DVB-S2 и DVB-S2X, для оценивания частоты смещения применяют метод L&R. Функциональная блок схема работы метода представлена на рисунке 1.

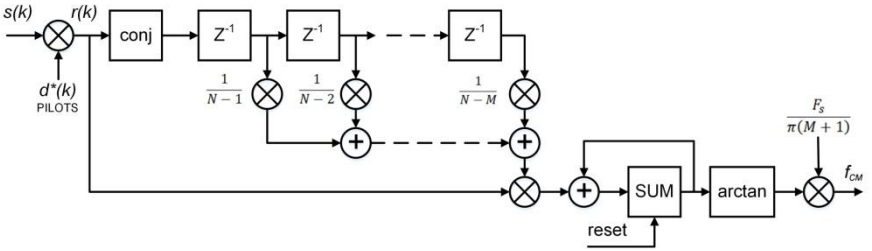


Рис. 1

Принятые символы *s* умножаются на соответствующие переданные символы d^*. Результат перемножения *r* описывается следующей формулой [3, 4]:

$$r(k) = s(k)d^*(k) = e^{j\left(2\pi k\frac{f_{см}}{F_s}+\theta\right)} + n'^{(k)}, 1 \le k \le N, \quad (2)$$

где *n'* – гауссовый процесс с нулевым средним и дисперсией $\sigma_0{}^2$.

Значение аргумента комплексной амплитуды *r* зависит только от частоты смещения и отношения сигнал-шум (ОСШ).

Корреляции *R* между значениями *r* в зависимости от величины задержки определятся формулой:

$$R(m) = \langle r(k)r(k-m)\rangle = e^{j\left(2\pi m\frac{f_{см}}{F_s}\right)}, 1 \le m \le M, \quad (3)$$

где *M* – число корреляторов в схеме, приведенной на рисунке 2.

Оценка частоты смещения $\hat{f}_{см}$ методом L&R вычисляется по формуле [3-5]:

$$\hat{f}_{см} = \frac{F_s}{2\pi(M+1)} arg\left\{\sum_{m=1}^{M} R(m)\right\}. \quad (4)$$

Диапазон измерения частоты смещения сигнала определяется неравенством [4, 5]:

$$\left|\hat{f}_{см}\right| < \frac{F_s}{(M+1)}. \quad (5)$$

Метод L&R может быть достаточно легко реализован как программно, так и аппаратно. Однако к существенному недостатку можно отнести то, что для вычисления оценки частоты смещения приемнику необходимо знать передаваемую информацию. Для таких целей в системах связи и передачи данных в протоколе физического уровня вставляют пилотные последовательности, которые известны приемной стороне. Для высокой точности проведения оценки длины пилотной последовательности может быть недостаточно. Один из способов увеличения точности – это увеличение числа корреляторов. Однако это приведет к уменьшению диапазона измерения частоты смещения сигнала. Другой способ увеличения точности – оценивание частоты смещения по набору пилотных последовательностей. Это приведет к увеличению времени оценивания, т.к. пилотные последовательности присутствуют в передаваемых данных

достаточно редко. Так, в стандарте DVB-S2 длина пилотной последовательности составляет 36 символов, а интервал повторения последовательности 1440 символов. Увеличение времени оценивания может быть не критичным для широковещательных и потоковых сервисов передачи данных, однако для пакетной передачи данных время оценивания должно быть, как можно меньше.

Метод оценивания частоты смещения сигнала по неизвестным передаваемым символам будет способствовать уменьшению времени оценивания. Именно такой метод оценивания частоты смещения фазомодулированного сигнала инвариантный к передаваемым данным был разработан. Устранение влияния фазы передаваемого фазомодулированного символа достигается за счет возведения в квадрат комплексной амплитуды символа. Далее метод схож с методом L&R – вычисляется корреляция между задержанными во времени возведенными в квадрат комплексных амплитуд. Функциональная схема предлагаемого метода приведена на рисунке 2.

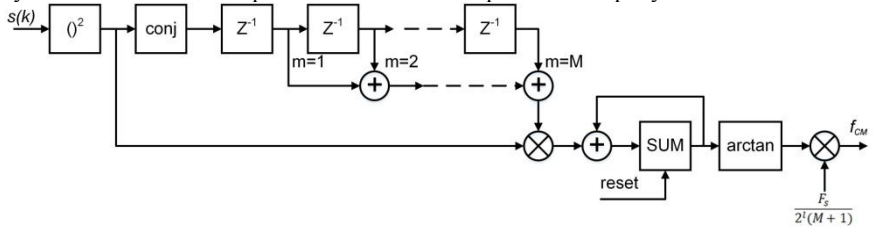


Рис. 2

Корреляция Q на m-ом отводе может быть представлена формулой:

$$Q(m) = \langle [s(k)]^2 [s^*(k-m)]^2 \rangle = e^{j\left(2\pi m \frac{f_{см}}{F_s} 2^l\right)}, 1 \le m \le M, \quad (6)$$

где l – порядок фазовой модуляции (l=1 – BPSK, l=2 – QPSK, l=3 – 8PSK,…). Из формулы (6) видно, что значение фазы в комплексной амплитуде каждого из корреляторов увеличена в 2^l раз по сравнению с корреляторами, применяемыми в L&R методе. Это значит, что диапазон измерения частоты смещения сигнала также будет уменьшен в это число раз:

$$\left|\hat{f}_{см}\right| < \frac{F_s}{2^l(M+1)}. \quad (7)$$

Уменьшение диапазона измерения частоты смещения может быть допустимо в изделиях, использующих термостатированные и термокомпенсированные опорные генераторы. В этом случае частота смещения будет принадлежать диапазону измерения.

На рисунке 3 приведены статистические характеристики точности оценивания смещения частоты сигнала – зависимость среднеквадратического отклонения нормированной частоты смещения $\hat{f}_{см}/F_s$ от ОСШ. Модуляция сигнала – BPSK. Для метода L&R использовались следующие параметры для моделирования: число символов для оценивания N=36, число отводов корреляторов M=19 (кривая 1). В инвариантном методе использовалось число корреляторов равное M=9, число символов для оценивания N=36 (кривая 2), N=180 (кривая 3), N=360 (кривая 4). Число корреляторов в

предлагаемом методе было уменьшено, чтобы обеспечить одинаковые диапазоны измерения частоты смещения.

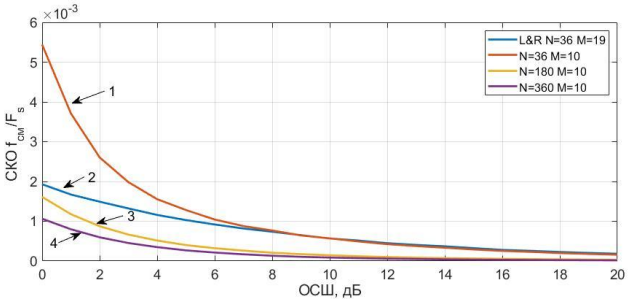


Рис. 3

Из рисунка 3 видно, что метод L&R имеет преимущество перед предлагаемым в статье методом при числе символов N=36, кривая 1 и 2 соответственно. В первую очередь это связано с тем, что число корреляторов в L&R примерно в 2 раза больше, а, следовательно, и больше ансамбль значений, по которым вычисляется смещение частоты сигнала. Однако при кратном увеличении в 5 и 10 раз числа символов для оценивания точность предлагаемого метода превышает точность L&R метода. Так, при ОСШ, равном 0 дБ точность выше в 1,2 и 5,8 раз, а при ОСШ, равном 10 дБ - в 3,9 и 6,5 раз при числе отсчетов N=180 и N=360 соответственно.

В данной работе представлен метод оценивания частоты смещения фазомодулированного сигнала, не требующий априорной информации о передаваемых символах. Метод позволяет в разы сократить время оценивания частоты смещения при увеличении точности оценивания относительно метода L&R, применяемого в стандарте DVB-S2 и DVB-S2X. Результаты моделирования демонстрируют возможность применения разработанного метода при относительной частоте смещения до 0.05.

[1] Fazel K., Kaiser S. // Multi-Carrier and Spread Spectrum Systems. – John Wiley & Sons, 2008, p. 360.
[2] Savvopoulos P., Papandreou N., Antonakopoulos Th. // Architecture and DSP Implementation of a DVB-S2 Baseband Demodulator. 12th Euromicro Conference on Digital System Design, Architectures, Methods and Tools. 2009. P. 441.
[3] Gyu J., Joon T. // An alternative Carrier frequency Synchronization scheme for DVB-S2 systems. The 12th International Conference on Advanced Communication Technology (ICACT). 2010. P. 529.
[4] Luo Q., Cheng X., Zhou Z. // FPGA Design and Implementation of Carrier Synchronization for DVB-S2 Demodulators. 7th International Conference on ASIC. 2007. P. 846.
[5] Luise M., Reggiannini R. // Carrier frequency recovery in all-digital modems for burst-mode transmissions. IEEE Transactions on Communications. 1995. Vol. 43, №. 2/3/4. P. 1169.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ АНТЕННЫХ СИСТЕМ В ЦЕЛЯХ ОЦЕНКИ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ТРАНСПОРТНЫМИ СРЕДСТВАМИ В СЕТЯХ 5G V2X

С.Н. Трушков, В.В. Купцов, О.А. Шмонин, А.О. Кокарев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Функционал пятого поколения мобильных сетей 5G, разрабатываемого консорциумом 3GPP, существенно расширен по сравнению с сетями 4G LTE. Сети 5G обеспечивают большую пропускную способность, высокую надежность, меньшие задержки, а также реализуют ряд новых технологий. Наиболее значимой является технология V2X, которая обеспечивает обмен данными между транспортными средствами и различными объектами сети: базовыми станциями, точками доступа, пешеходами, а также между двумя автомобилями [1, 2]. Сети V2X призваны решить проблемы, связанные с эффективным управлением дорожным трафиком, использованием беспилотных транспортных средств и безопасностью дорожного движения. Описанные проблемы требуют точного определения расстояния между транспортными средствами.

Типичные габариты автомобиля позволяют использовать несколько антенных элементов, расположенных в различных местах: крыше, бамперах, колесных арках и т.д. Такие антенные системы называются распределенными (Distributed Antenna System DAS). За счет пространственного разнесения данные системы потенциально могут позволить повысить точность оценки расстояния по сравнению с обычными, сосредоточенными антенными системами (Collocated Antenna System CAS), особенно в условиях с высоким уровнем интерференции или высокой вероятностью блокировок отдельных антенных элементов.

В данной работе рассматривается задача оценки расстояния между двумя транспортными средствами в условиях высокой интерференции в сетях V2X с использованием распределенных антенных систем.

Оценка расстояния

Расстояние между двумя автомобилями может быть оценено с помощью передачи пилотных сигналов. Приемная сторона должна осуществить оценку времени распространения сигнала с помощью корреляционной обработки, например, согласованной фильтрации. Очевидно, что передаваемый сигнал должен быть известен приемной стороне. Поскольку пилотные сигналы, необходимые для оценки расстояния между автомобилями, еще не описаны в стандарте, авторами было решено использовать сигналы NR Downlink PRS (Positioning Reference Signal), используемые для оценки расстояния в нисходящей линии связи (Downlink) между базовыми станциями и пользователями.

Канал связи между двумя транспортными средствами в силу технических особенностей не обладает достаточной синхронизацией, что не позволяет использовать обычные алгоритмы оценки ToA (Time-of-Arrival). Одним из вариантов решения является использование алгоритма RTT (Round-Trip Time) [3]. Суть данного алгоритма заключается в измерении расстояния между транспортными средствами, на основе

оценки времени распространения сигнала от передатчика к приемнику и обратно. Таким образом, пилотный сигнал должен быть передан дважды. В общем случае существует некоторая задержка Δ, необходимая на обработку пилотных сигналов, выбор частотно-временных ресурсов и т.д. В данной статье рассматривается работа RTT алгоритма в условиях идеальной синхронизации и точном знании задержки Δ. Учитывая вышесказанные допущения, расстояние d между двумя транспортными средствами рассчитывается следующим образом:

$$d = (\tau_1 + \tau_2) * c, \quad (1)$$

где τ_1 и τ_2 – это оценки задержки сигнала в направлении от передатчика к приемнику и обратно, c – скорость света.

Сценарий моделирования

Моделирование сети проводилось для сценария 3GPP Highway [4]. Данный сценарий представляет собой длинный участок шоссе, с большим числом полос и многочисленными быстродвижущимися автомобилями. Каждое транспортное средство осуществляет передачу данных, а также передачу пилотных сигналов для измерения расстояния до соседних автомобилей.

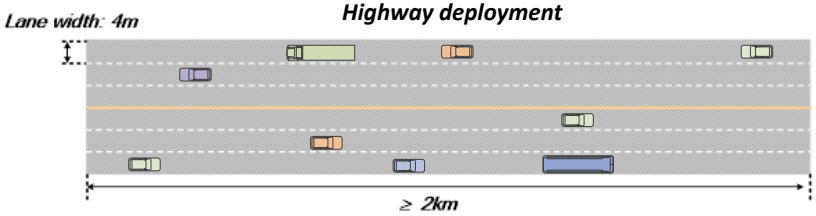


Рис. 1

Выбор частотно-временных ресурсов для передачи данных может осуществляться в двух режимах: централизованном (Mode-1) и распределенном (Mode-2) [1, 2, 5]. В данной работе рассматривается функционирование сети в режиме Mode-2, когда транспортные средства находятся вне зоны покрытия базовых станций. В режиме Mode-2 частотно-временные ресурсы для передачи выбираются транспортными средствами самостоятельно. С этой целью используется SB-SPS планировщик (Sensing-Based Semi-Persistent Scheduling), который производит резервацию ресурсов на несколько последовательных передач на основе сенсинга канала.

Кроме передачи пилотного PRS сигнала для функционирования RTT алгоритма требуется передать служебную информацию, которая в свою очередь состоит из контрольного блока и блока данных. Пилотный сигнал и служебная информация передаются в одних частотно-временных ресурсах. Выбор ресурсов с низкой интерференцией производится с помощью SPS планировщика. Выбранный ресурс представляет собой один частотный подканал длительностью один временной слот. Для передачи PRS сигнала внутри слота выбирается случайным образом один OFDM символ, зани-

мающий весь частотный диапазон. Пилотные сигналы имеют кодовое разделение для различных транспортных средств.

Оценка расстояния между транспортными средствами осуществляется внутри некоторой случайно созданной пары, состоящей из объекта Master и объекта Slave. В некоторый момент времени Master инициирует процесс оценки расстояния и выбирает ресурсы для передачи пилотного сигнала внутри некоторого окна и ожидает ответа от Slave. В том случае, если Slave успешно принял пилотный сигнал от Master, Slave выбирает ресурсы для передачи своего пилотного сигнала внутри некоторого окна.

В данной работе рассматривается сравнение распределенной антенной системы, состоящей из двух антенных элементов, расположенных на крыше спереди и сзади транспортного средства, и сосредоточенная антенная система, состоящая из одного антенного элемента в задней части крыши. Для передачи пилотных сигналов с распределенной антенной системы используется процедура отбора «лучшей» панели на основе метрики RSRP (Reference Signal Received Power).

Параметр	**Описание**
Сценарий	3GPP TR 37.885 Highway, 6 полос, скорость 140 км/ч, все автомобили type 2
Радиосистема	Полоса 100 МГц, расстояние между поднесущими 30 кГц
Антенная система	Один элемент с задним расположением на крыше транспортного средства с вертикальной поляризацией для CAS Один элемент с задним расположением на крыше транспортного средства с вертикальной поляризацией и один элемент с передним расположением для DAS См. 3GPP TR 37.885 Table 6.1.4-10B, Table 6.1.4-10C
Планировщик	Mode 2 SPS, 5 частотных подканалов
Позиционирование	Оценка расстояния с помощью алгоритма RTT для случайно созданных пар автомобилей в радиусе 160 м Периодичность позиционирования: 20 слотов Окно передачи для одного PRS (EW) 5 слотов Выделение ресурсов под PRS: SPS
Модель трафика	PRS + PSSCH (Physical Sidelink Shared Channel) внутри одного транспортного блока + дополнительный блок данных каждые 5 ms Один подканал для передачи данных Моделируется прием SCI (Sidelink Control Information)

Результаты моделирования

На графике ниже представлены интегральные функции распределения ошибки оценки расстояния в метрах для распределенной антенной системы (изображено красным) и сосредоточенной антенной системы (изображено синим).

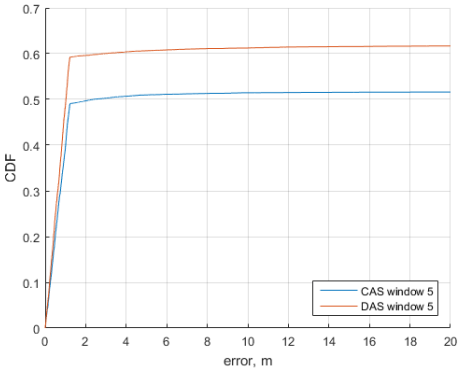


Рис. 2

На основе полученных результатов можно сделать вывод о том, что распределенная антенная система позволяет добиться выигрыша около 10% для пользователей с хорошим качеством оценки расстояния по сравнению с сосредоточенной антенной системой. Характерный вид кривых с резким изломом обусловлен возможностью успешного детектирования луча прямой видимости при корреляционной обработке PRS (линейный участок) в большинстве случаев, и невозможностью такого детектирования (горизонтальный участок), что, в свою очередь, ведет к значительным ошибкам в оценке времени распространения PRS сигналов и, как следствие, к существенным ошибкам в оценке позиции транспортных средств. Невозможность детектирования луча прямой видимости может быть объяснена как блокировкой луча, так и высоким уровнем интерференции в канале.

[1] Garcia M. // IEEE Communications Surveys & Tutorials. 2021. Vol. 23, № 3. P. 1972.
[2] Ganesan K., Mallick P., Löhr J., Karampatsis D., Kunz A. // 2019 IEEE Conference on Standards for Communications and Networking (CSCN). 2019. P. 1.
[3] Park S., Ahn H., Yu W. // 2007 International Conference on Control, Automation and Systems. 2007. P. 2323.
[4] 3GPP TR 37.885 (V15.3.0) “Study on evaluation methodology of new Vehicle-to-Everything (V2X) use cases for LTE and NR”. June, 2019.
[5] Lien S. // IEEE Access. Vol. 8. 2020. P. 35368.

ОБНАРУЖЕНИЕ ЗАДАННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ В ФМ-СИГНАЛЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИНЕРОВСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

А.И. Зворыкин, О.А. Морозов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В ряде областей физики и техники одной из распространенных и актуальных задач цифровой обработки данных является разработка методов обнаружения и оценки параметров сигналов известной формы в условиях многоканального распространения на фоне других сигналов и шумов. Под обнаружением понимается установление факта присутствия в принимаемом сигнале наряду с аддитивными и фазовыми шумами полезной информации. Обнаружение сигналов, оценивание взаимной временной задержки и, в ряде случаев, доплеровского смещения частоты регистрируемых сигналов позволяет решить задачу определения местоположения источника радиоизлучения. В частности, в современных системах спутниковой связи для этих целей активно применяются различные методы активной и пассивной пеленгации. В случае, когда смещением несущей частоты сигнала можно пренебречь, оптимальным методом обработки считается обобщенный коррелятор, при этом взаимная временная задержка определяется по положению максимума взаимной корреляционной функции сигналов [1]. Кроме того, эффективные алгоритмы обработки сигналов могут быть построены на основе применения различных методов цифровой фильтрации [2, 3].

В связи с широким применением фазовой манипуляции (ФМ) в различных системах связи актуальной задачей является разработка эффективных алгоритмов обнаружения и анализа ФМ-сигналов. В работе рассматривается задача обнаружения и определения временной задержки заданных (ключевых) последовательностей ФМ-сигналов по короткой выборке в условиях различного вида шумов высокого уровня на основе применения оптимальной винеровской фильтрации.

Подход, реализуемый в методе оптимальной винеровской фильтрации, заключается в поиске линейного фильтра $h_B(\tau)$, воздействие которого на входную выборку минимизирует отклонение от известного сигнала s(t). В качестве критерия оценки отклонения обычно используется средний квадрат ошибки. В частотной области передаточную характеристику оптимального линейного винеровского фильтра можно определить следующим образом [4]

$$H_B(f) = \frac{P_s(f) \cdot H^*(f)}{|H(f)|^2 \cdot P_s(f) + P_n(f)} = \frac{H^*(f)}{|H(f)|^2 + \frac{P_n(f)}{P_s(f)}}, \quad (1)$$

где H(f) – преобразование Фурье сигнала s(t), а P_s(f), P_n(f) – спектральные плотности мощности сигнала и шума.

Выходной сигнал оптимального винеровского фильтра может быть получен обратным преобразованием Фурье от выражения для передаточной характеристики фильтра

$$W(t) = \mathcal{F}^{-1}[H_B(f) \cdot X(f)]. \quad (2)$$

В работе на основе компьютерного моделирования проведено исследование помехоустойчивости и сравнительный анализ корреляционного алгоритма и алгоритма обнаружения и оценки взаимной временной задержки сигналов на основе метода винеровской фильтрации, построены зависимости вероятности правильного определения временной задержки сигналов от отношения сигнал/шум (ОСШ). В качестве несущего информацию сигнала использовался канал дальности системы спутниковой связи с временным разделением доступа [5]. Эталонный (известный) сигнал представлял собой короткую битовую последовательность в виде *IQ* – компонент, определяемую информационной составляющей канала дальности, и содержал 74 бита кодового слова и 6 бит информационного слова, которое задавалось псевдослучайной последовательностью. Используемый тип модуляции – фазовая модуляция ФМ-2, скорость передачи данных 9600 бит/с.

Спектральные плотности мощности $P_s(f)$ и $P_n(f)$ в выражении (1) для оптимального винеровского фильтра определялись путем статистического моделирования сигнального и шумового процессов. Исследуемый сигнал моделировался как сдвинутая на заданную величину временной задержки копия эталонного сигнала, расположенная внутри псевдослучайной последовательности с такой же скоростью модуляции. Накладываемые на эталонный и исследуемый сигналы помехи представляли собой либо аддитивный белый гауссов шум, либо райсовский шум [6] с заданным ОСШ. Отношение сигнал/шум в эталонном сигнале составляло фиксированную величину +10 дБ, значения ОСШ в исследуемом сигнале варьировались в диапазоне от минус 20 дБ до 0 дБ. Для оценки достоверности временной задержки сигнала применялся следующий критерий: задержка считается правильно определённой, если значение измеренной задержки попадает в доверительный интервал, равный длительности одного символа ФМ-сигнала. Для получения приведённых зависимостей проводилось 1000 испытаний при различных фиксированных значениях ОСШ в исследуемом сигнале.

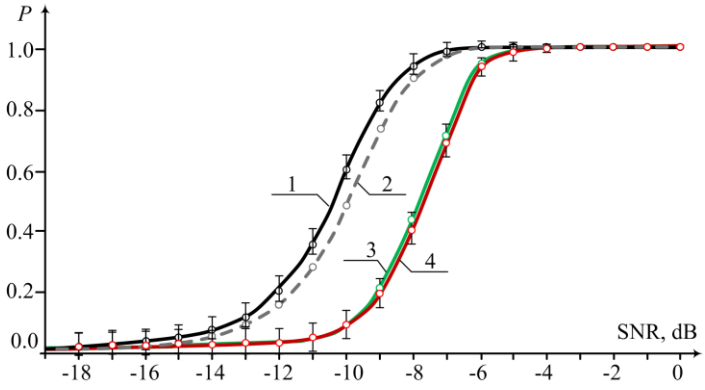


Рис.

На рисунке линия 1 соответствует зависимости от ОСШ вероятности правильного определения временной задержки методом оптимальной винеровской фильтрации исследуемого сигнала в аддитивном белом гауссовом шуме, линия 2 – корреляционным алгоритмом для сигнала в аддитивном белом гауссовом шуме. Линия 3 соответствует методу оптимальной винеровской фильтрации для сигнала в райсовском канале, линия 4 –корреляционному алгоритму для сигнала в райсовском канале. Вероятность правильного определения взаимной временной задержки в условиях воздействия аддитивного белого гауссова шума близка к 1 при ОСШ около минус 8 дБ, а в случае райсовского канала характеристики помехоустойчивости обоих алгоритмов ухудшаются примерно на 2…3 дБ. Тем не менее, проведенное исследование и сравнение результатов позволяет сделать вывод о более эффективной работе оптимального винеровского обнаружителя в области относительно низких значений ОСШ и целесообразности его применения в задаче определения взаимной временной задержки сигналов.

В работе рассмотрена модификация метода оценки взаимной временной задержки сигналов с фазовой модуляцией на основе применения алгоритма оптимальной линейной винеровской фильтрации. На основе компьютерного моделирования получены зависимости вероятности правильного определения взаимной временной задержки сигналов от отношения сигнал/шум и сравнение результатов применения алгоритма винеровской фильтрации с традиционным алгоритмом корреляционного обнаружения сигналов в условиях, когда доплеровским смещением спектра сигналов можно пренебречь. В дальнейшем предполагается исследовать возможность применения алгоритма винеровской фильтрации совместно с алгоритмами цифровой предварительной обработки сигналов [2, 3], позволяющими проводить компенсацию доплеровского смещения спектра исследуемых узкополосных сигналов.

[1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы. – М.: Высшая школа, 1990, 496 с.
[2] Логинов А.А., Морозов О.А., Солдатов Е.А., Хмелев С.Л. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 3. С. 255.
[3] Логинов А.А., Морозов О.А., Хмелев С.Л. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 5-6. С. 503.
[4] Гельгор А.Л., Горлов А.И., Попов Е.А. Общая теория связи. Проверка статистических гипотез. Оценивание параметров. Оптимальный приём сигналов. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2013, 227 с.
[5] Hitesh A. Momaya, Varun M. Patel, Vijay I. Patel, Vijay B. Patel. Demand Assigned Multiple Access Subsystem // International Journal for Innovative Research in Science and Technology. 2016. Vol. 2, Issue 9. P. 190.
[6] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, 368 с.

АЛГОРИТМ ПАССИВНОЙ МОНОИМПУЛЬСНОЙ АМПЛИТУДНОЙ ПЕЛЕНГАЦИИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ОПТИМИЗАЦИИ КОСИНУСНОГО РАССОГЛАСОВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АМПЛИТУД В ПРИЁМНЫХ КАНАЛАХ

О.А. Морозов, В.Р. Фидельман, Ю.Е. Чуманкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время актуальна задача однопозиционного пассивного определения местоположения источника радиоизлучения (ИРИ) с использованием космических систем. Для определения местоположения источника излучения могут применяться пассивные амплитудные методы [1].

Однопозиционные методы предполагают использование одной многолучевой принимающей антенны с несколькими каналами приема. Каждому каналу приема соответствует один луч диаграммы направленности (ДН) антенны, электрические оси которых ориентированы по-разному. Точность определения местоположения однопозиционным методом возрастает пропорционально расстоянию до ИРИ и погрешности пеленга ИРИ, поэтому в случае использования антенн космического базирования необходимо использовать перспективные методы пеленгации, обеспечивающие минимальную погрешность пеленга.

Целью данной работы является разработка модификации алгоритма пассивной пеленгации, позволяющей снизить среднюю погрешность пеленга, и оценка погрешности метода.

Диаграмма направленности антенны дискретизуется на сетке в системе координат азимутальный угол *az* – угол места *el*. Модель принимаемого сигнала [2]:

$$A_i = A_s d_i(az_0, el_0) + n_i, \qquad (1)$$

где A_i – зарегистрированная амплитуда излучения в i-ом луче принимающей антенны, A_s – амплитуда излучения источника, d_i – ДН i-го луча принимающей антенны, (az_0, el_0) – направление на источник излучения.

В расчётах использована модель офсетной параболической антенны с диаметром раскрыва рефлектора 10 м, фокальным расстоянием 7 м и офсетным углом 35,54°, частота настройки антенной системы 800 МГц. Диаграмма направленности использованной в численных экспериментах антенной системы представлена на рисунке 1.

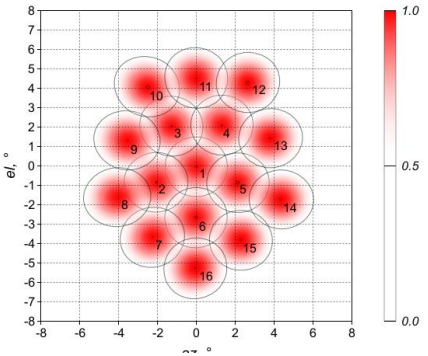


Рис. 1

Оптимизационный метод пеленгации предполагает составление функции рассогласования E значений амплитуд в лучах, зарегистрированных в эксперименте, и теоретических значениях амплитуд [3]:

$$E(az, el) = f(A_0, \dots, A_N, d_0, \dots, d_N). \quad (2)$$

Обычно предполагается использование суммарно разностной функции рассогласования, которая обеспечивает пеленгацию с погрешностью ~0,1 от полуширины диаграммы направленности. В данной работе предлагается использовать косинусное рассогласование:

$$E_{cos}(az, el) = -\frac{\sum_{i=1}^{N} A_i d_i(az, el)}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N} {A_i}^2}\ \sqrt{\sum_{i=1}^{N} {d_i}^2(az, el)}}. \quad (3)$$

Функция рассогласования E в оптимизационном подходе является многоэкстремальной. При существенном уровне шума значения функции ошибки в побочных минимумах становятся сравнимы со значением в минимуме, соответствующем пеленгу, а также часто имеют значения меньше него. Тем не менее, проведённые численные эксперименты показывают, что истинный пеленг на ИРИ с высокой вероятностью расположен, пусть и в локальном, но в минимуме функции ошибки. Если выбрать начальное приближение достаточно близко к истинному пеленгу, то итерационный алгоритм оптимизации сойдётся к нужному локальному минимуму.

Для оценки качества начального приближения вводится штрафная функция E_{st}. Наиболее простой подход к выбору штрафной функции заключается в использовании в качестве нее функции косинусного рассогласования E_{cos}. Большей точности начального приближения можно добиться, используя в качестве E_{st} функцию E_{comb}:

$$E_{comb}(az, el) = \alpha \tilde{E}_{cos} + (1 - \alpha)\tilde{E}_{prob}; \quad (4)$$

где введены обозначения:

$$\tilde{E}_{cos}(az, el) = \frac{E_{cos}(az, el) - E_{cos\,min}}{\sum_{i,j=1}^{M} E_{cos}(az_i, el_j) - M * E_{cos\,min}};$$

$$\tilde{E}_{prob}(az, el) = \frac{E_{prob}(az, el) - E_{prob\,min}}{\sum_{i,j=1}^{M} E_{prob}(az_i, el_j) - M * E_{prob\,min}};$$

$$E_{prob}(az, el) == -\sqrt[6]{\frac{\sum_{i=1}^{N} A_i d_i(az, el)}{\sum_{j=1}^{N} A_j\ \sum_{k=1}^{N} d_k(az, el)}}.$$

Минимальные на рассматриваемой сетке узлов (az_i, el_j) значения функций E_{cos} и E_{prob} обозначены $E_{cos\ min}$ и $E_{prob\ min}$ соответственно. Поиск начального приближения осуществляется перебором значений функции на равномерной сетке узлов в координатах (az, el) размером $M \times M$.

Для оценки средней погрешности пеленга, полученного с использованием предложенной модификации методики выполнено по 1000 вычислительных экспериментов для каждого рассмотренного значения отношения сигнал / шум (ОСШ). Аналогичные эксперименты проведены для немодифицированной методики, которая подразумевает выбор начального приближения с использованием в качестве штрафной

функции только E_{cos}. Зависимость средней погрешности пеленга от ОСШ представлена на рисунке 2.

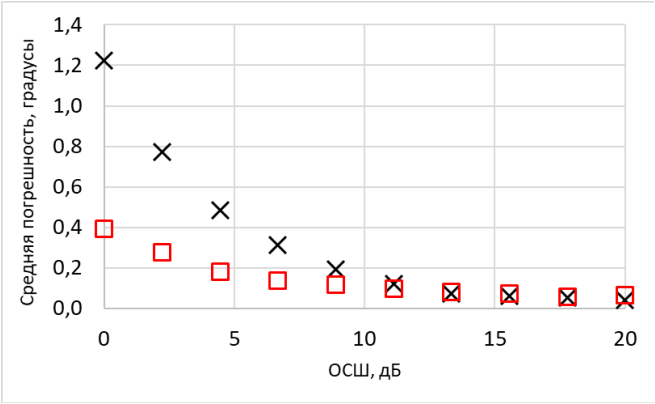


Рис. 2

На рисунке 2 крестами отмечены результаты, полученные с использованием немодифицированной методики, квадратами отмечены результаты, полученные с использованием предложенной модифицированной методики.

Анализ результатов численного эксперимента показал, что использование предложенной модификации оптимизационного метода пеленгации позволяет снизить погрешность пеленга в области относительно низких ОСШ. Например, при ОСШ равном 5 дБ средняя погрешность снижается на ~0,2°.

[1] Логинов А.А., Морозов О.А., Семенова М.Ю. Алгоритмы повышения точности оценки пеленга в задаче амплитудной моноимпульсной пассивной локации // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010, № 5(2). С. 358.

[2] Драбкин А.Л, Зузенко В.Л, Кислов А.Г. Антенно-фидерные устройства. – Москва: Сов. радио, 1974,536 с.

[3] Fidelman V.R., Morozov O.A., Chumankin Y.E. Correction of radiation pattern due to antenna reflector deformation in passive monopulse direction finding problem // ITM Web Conf. 2019. №30. DOI: https://doi.org/10.1051/itmconf/20193005020.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 20 мая 2022 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ОТОЖЖЕННОЙ МЕДИ

В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)]

[1)] ИПФ РАН

[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследования нелинейных акустических эффектов (НАЭ) в микронеоднородных средах, в частности, в поликристаллических твердых телах (металлах и горных породах), актуальны и интересны по многим причинам, главной из которых является их неаналитическая аномально-высокая акустическая нелинейность (по сравнению с однородными слабо-нелинейными материалами). Закономерности этих эффектов, возникающих при распространении и взаимодействии интенсивных акустических волн в средах с различными видами нелинейности (аналитической и неаналитической), качественно отличаются, что может быть использовано для определения динамических уравнений состояния микронеоднородных сред, адекватно описывающих происходящие в них нелинейные волновые процессы. Наиболее сильные проявления нелинейных свойств среды имеют место при относительно высоких амплитудах упругих волн, что легко реализуется в высокодобротных акустических резонаторах.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований НАЭ, возникающих в стержневом резонаторе из отожженной поликристаллической меди, при взаимодействии сильной низкочастотной (НЧ) волны накачки и слабых ультразвуковых импульсов (УИ). Схема эксперимента изображена на рис. 1. Исследуемый образец *1*, представлял собой стержень круглого сечения (диаметром $d = 0{,}8$ *мм* и длиной $L = 43$ *см*) из поликристаллической меди. Стержень отжигался в течении 2-х часов при температуре 600^0C. К его нижнему торцу, для возбуждения продольной НЧ волны накачки, приклеивался пьезокерамический излучатель *2*, другая сторона которого – к массивной нагрузке *3*. К верхнему свободному торцу стержня *1* приклеивались высокочастотный (ВЧ) пьезокерамический излучатель *4* (для излучения бегущих продольных УИ, распространяющихся вдоль оси стержня) и акселерометр *5* (для приема и измерения НЧ колебаний, создаваемых излучателем *2*). Вблизи излучателя 2, на боковой поверхности стержня *1*, приклеивался пьезокерамический приемник 6, который реагировал на продольные (вдоль оси) ВЧ колебания.

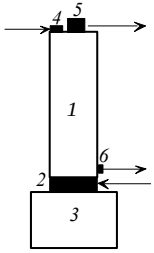


Рис. 1

Длительность импульсов составляла $\tau = 150$ мкс, а их несущая частота f изменялась в диапазоне от 65 до 400 кГц. Прошедшие через стержень импульсы, принятые пьезокерамическим акселерометром 6, поступали на анализатор спектра, где измерялись их амплитуды $U(\varepsilon_m)$ и фазовые задержки несущей (ФЗН) $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ в зависимости от амплитуды деформации ε_m НЧ волны (в резонансе). В эксперименте наблюдалось, что при увеличении амплитуды ε_m НЧ волны накачки, амплитуда $U(\varepsilon_m)$ ВЧ импульсов заметно уменьшалась, а ФЗН $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ – увеличивалась, т.е. увеличивалось затухание импульсов и уменьшалась

их фазовая скорость. На рис. 2а,б приведены зависимости коэффициента нелинейного затухания) $\chi(\varepsilon_m) = \ln[U_0/U(\varepsilon_m)]$ (U_0 – амплитуда импульсов при $\varepsilon_m = 0$) и фазовой задержки несущей $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ УИ с частотой $f = 365$ кГц от амплитуды ε_m НЧ волны на первых четырех продольных модах $p = 1,2,3,4$, (p – номер моды). Видно, что имеют место следующие зависимости: $\chi(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$, $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m^2$. При этом, $\chi(\varepsilon_m)$ и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ увеличиваются с ростом частоты F_p НЧ волны. На рис. 3 приведены зависимости $\chi(\varepsilon_m)$ (1) и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ (2) для импульсов с частотами $f = 365$ кГц от частоты F_p полученные из рис. 2а,б при $\varepsilon_m = 2 \cdot 10^{-5}$. Из рис. 3 видно, что коэффициент затухания $\chi(\varepsilon_m) \propto F_p^{1/2}$, а фазовая задержка $\Delta\tau(\varepsilon_m) \propto F_p$.

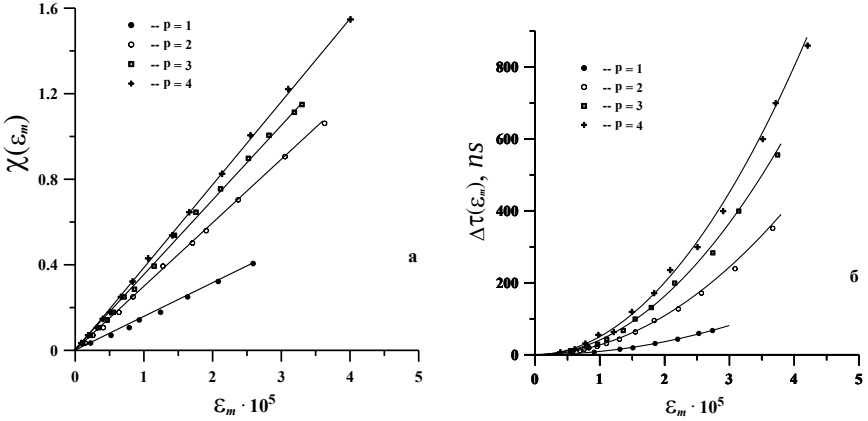


Рис. 2а,б

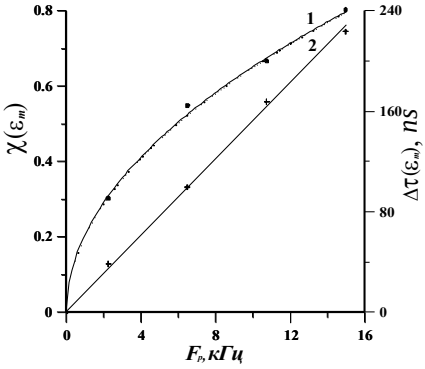


Рис. 3

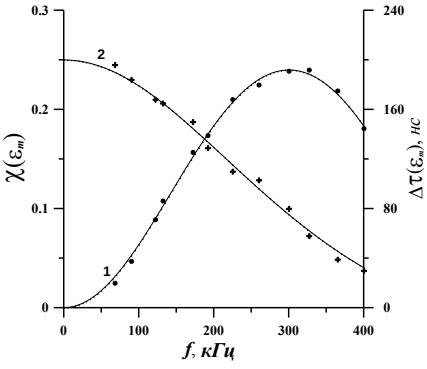


Рис. 4

Как следует из рис. 2 и рис. 3, обнаруженные зависимости ВЧ эффектов не соответствует ни амплитудным ни частотным зависимостям НЧ эффектов амплитудно-

зависимого внутреннего трения, связанным с гистерезисной нелинейностью отожженной меди, для того же резонатора [1]. На рис. 4 представлены зависимости коэффициента $\chi(\varepsilon_m)$ и ФЗН $\Delta\tau(\varepsilon_m)$ от несущей частоты импульса f при $\varepsilon_m \cong 6{,}8 \times \times 10^{-6}$ и $p = 2$. Видно, что с ростом частоты f, коэффициент $\chi(\varepsilon_m)$ вначале (при 65 kHz $< f <$ 300 kHz) растет, а затем, (при 300 kHz $< f <$ 400 kHz) – уменьшается, а задержка $\Delta\tau(\varepsilon_m)$, при 65 kHz $< f <$ 400 kHz, – уменьшается.

Аналитическое описание наблюдаемых эффектов проводилось в работе [2] в рамках уравнения состояния поликристаллического твердого тела с дислокационной диссипативной и реактивной нелинейностью. В настоящей работе, как и в дислокационной теории поглощения Гранато-Люкке [3], смещение $\xi = \xi(y,t)$ сегмента дислокации длины l, под действием переменного сдвигового напряжения $\tau = \tau(t)$ в поле переменного напряжения упругой волны определялось уравнением колебаний струны, но содержащим малые нелинейные диссипативное (неупругое) и реактивное (упругое) слагаемые, учитывающие нелинейные трение и натяжение дислокации:

$$A\xi_{tt} + B[1 + \mu(|\xi/b|^{m-q}|\xi_t/C_\perp|^q)]\xi_t - C[1 - \eta(|\xi/b|^{n-r}|\xi_t/C_\perp|^r)]\xi_{yy} = \\ = b\tau(t),$$

где $A = \pi\rho b^2$ – масса единицы длины дислокации; B и $C = 2Gb^2/\pi(1-\nu)$ – коэффициент линейного трения и коэффициент линейного натяжения дислокации; G, ν, ρ и $C_\perp = (G/\rho)^{1/2}$ – модуль сдвига, коэффициент Пуассона, плотность и скорость сдвиговой волны; b – модуль вектора Бюргерса; y – координата вдоль линии дислокации; $\xi(0,t) = \xi(l,t) = 0$; μ η и m, q, n, r – безразмерные параметры и показатели степени диссипативной и реактивной нелинейности дислокации, $m \geq q \geq 0$, $n \geq r \geq 0$, $|\mu||\xi/b|^{m-q}\left|\xi_t/C_\perp\right|^q \ll 1$, $|\eta||\xi/b|^{n-r}\left|\xi_t/C_\perp\right|^r \ll 1$.

В работе [2] были получены следующие выражения для $\chi = \chi(\varepsilon_m)$ и $\Delta\tau(\varepsilon_m)$:

$$\chi(\varepsilon_m) = \\ = \frac{\mu P}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma\left[\frac{m+1}{2}\right]}{\Gamma\left[\frac{m+2}{2}\right]}\varepsilon_m^m L\Omega_p^2 d_0\omega^2 \int_0^\infty \frac{\left[\left(\Omega^2-\omega^2\right)^2 - d_0^2\omega^2\right] lN(l)dl}{\left[\left(\Omega^2-\Omega_p^2\right)^2 + d_0^2\Omega_p^2\right]^{\frac{m}{2}}\left[\left(\Omega^2-\omega^2\right)^2 + d_0^2\omega^2\right]^2}, \qquad (1)$$

$$\tau(\varepsilon_m) = \frac{\eta Q}{\sqrt{\pi}}\frac{\Gamma\left[\frac{n+1}{2}\right]}{\Gamma\left[\frac{n+2}{2}\right]}\varepsilon_m^n L\Omega_p^r \int_0^\infty \frac{\left[\left(\Omega^2-\omega^2\right)^2 - d_0^2\omega^2\right]\Omega^2 lN(l)dl}{\left[\left(\Omega^2-\Omega_p^2\right)^2 + d_0^2\Omega_p^2\right]^{\frac{n}{2}}\left[\left(\Omega^2-\omega^2\right)^2 + d_0^2\omega^2\right]^2} \qquad (2)$$

где

$$P = \frac{8R^2C_0}{\pi^{9/2}}\frac{(1+q)\Gamma[(m+3)/2]}{\Gamma[(m+4)/2]}\,B\left[\frac{m-q+1}{2},\frac{q+1}{2}\right]\left(\frac{4RC_0^2}{\pi^2b^2}\right)^m\left(\frac{b}{C_\perp}\right)^q,$$

$$Q = \frac{8R^2C_0}{\pi^{9/2}}\frac{(1+n-r)\Gamma[(n+3)/2]}{\Gamma[(n+4)/2]}B\left[\frac{n-r+1}{2},\frac{r+1}{2}\right]\left(\frac{4RC_0^2}{\pi^2b^2}\right)^n\left(\frac{b}{C_\perp}\right)^r$$

$E = 2G/(1+\nu)$ – модуль Юнга; $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$; $\Omega(l) = [2/(1-\nu)]^{\frac{1}{2}}(C_\perp/l)$ и $d_0 = B/A$ – резонансная частота дислокации длины l и ее параметр демпфирования; $\omega =$

$= 2\pi f$; $\Omega_p = 2\pi F_p$; $N(l)$ – функция распределения дислокаций по длинам l; $\int_0^\infty lN(l)dl = \Lambda$ – плотность дислокаций; $R = R(\theta, \varphi) = sin\theta cos\theta cos\varphi$ – ориентационный фактор учитывающий ориентацию направления распространения продольной волны по отношению к плоскостям и направлениям скольжения дислокации в поликристалле; θ – угол между осью стержня и нормалью к плоскости скольжения дислокации; φ – угол между направлением скольжения дислокации и проекцией оси стержня на плоскость скольжения, $0 \le \theta \le \pi/2$, $|\varphi| \le \pi/2$ [3]. Из сравнения выражений (1) и (2) с результатами измерений (рис. 2, рис. 3) следует, что $m = 1$, $q = 1/2$, $n = 2$, $r = 1$.

При подборе функции распределения $N(l)$ и параметров дислокаций было установлено, что хорошее соответствие зависимостей (1) и (2) от частоты $f = \omega/2\pi$ с результатами измерений (рис. 4) имеет место для модифицированной функции распределения Келера:

$$N(l) = \frac{\Lambda \exp\left[-(l - l_0)/L_0\right]}{L_0(l_0 + L_0)}, 0 \le l_0 \le l < \infty \qquad (3)$$

при параметрах: $C_\perp = 2.3 \cdot 10^3$ м/с, $C_0 = 3.8 \cdot 10^3$м/с, $\nu = 0.28$, $\Lambda = 10^{12}$м$^{-2}$, $L_0 = 10^{-4}$ м, $l_0 = 5 \cdot 10^{-5}$м, $b = 3 \cdot 10^{-10}$м, $d_0 = 10^9$с$^{-1}$, $R^3 = 7{,}7 \cdot 10^{-3}$, $R^4 = 3{,}03 \cdot 10^{-3}$, $\mu = 4.1 \cdot 10^{-1}$, $\eta = 1.5 \cdot 10^2$. Для модифицированного распределения Келера (3), средняя длина дислокации $\langle l \rangle$ определяется выражением: $\langle l \rangle = L_0 + l_0$, $l_0 \gg b$. (Для функции Келера [3], полученной для беспорядочного распределения примесных атомов вдоль дислокационной линии, $l_0 = 0$, а средняя длина дислокации определяется выражением $\langle l \rangle = L_0 = \int_0^\infty lN(l)dl / \int_0^\infty N(l)dl$).

Таким образом, из анализа представленных результатов следует, что амплитудно-частотные зависимости НЧ и ВЧ нелинейных эффектов, обусловленных различными типами нелинейностей (гистерезисной, диссипативной, реактивной) – различны. Это свидетельствует о том, что различаются и механизмы разных типов нелинейностей отожженной меди (а также и других поликристаллов). Гистерезисная нелинейность связана с периодическим отрывом дислокаций от примесных атомов (и последующим закреплением на них же) под действием упругой волны. Диссипативная и реактивная нелинейности обусловлены нелинейным трением и натяжением дислокаций, совершающих колебательные движения под действием интенсивной упругой волны в окружении точечных дефектов поликристалла. Результаты проведенных исследований свидетельствуют о том, что все типы нелинейностей являются чувствительными характеристиками поликристаллических твердых тел и могут быть использованы для их нелинейной акустической диагностики.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме №0030-2021-0009 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215А).

[1] Назаров В.Е., Колпаков А. Б. // ЖТФ. 2021. Т. 91, № 9. С. 1305.
[2] Назаров В.Е. // ЖТФ. 2020. Т. 90, № 12. С. 2085.
[3] Granato A. and Lucke. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. P. 583.

ПИЛООБРАЗНЫЕ ВОЛНЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ С НАСЫЩЕНИЕМ ЭФФЕКТОВ АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОГО ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

ИПФ РАН

Распространение интенсивных упругих волн в твердотельных средах сопровождается разнообразными нелинейными акустическими эффектами (НАЭ): амплитудно-зависимыми затуханием и изменением фазовой скорости, генерацией гармоник, искажением формы волны и т.д. В микронеоднородных средах, обладающих сильной нелинейностью, НАЭ проявляются более интенсивно (чем в однородных слабонелинейных средах), при этом закономерности НАЭ определяются нелинейностью уравнения состояния среды. Уравнения состояния микронеоднородных твердых тел определяются дефектами их структуры (дислокациями, зернами, трещинами и т.д.) и характеризуются различными видами неаналитической нелинейности: упругой, неупругой, гистерезисной. К сильно-нелинейным микронеоднородным средам относятся многие поликристаллические металлы, сплавы и горные породы. Экспериментальные исследования НАЭ свидетельствуют о том, что уравнения состояния многих поликристаллических твердых тел являются гистерезисными [1-3]. Гистерезисная нелинейность твердых тел приводит к амплитудно-зависимому внутреннему трению (АЗВТ), при этом в некоторых металлах (медь, алюминий, индий, цинк, свинец) и в сплавах меди имеет место насыщение эффектов АЗВТ – нелинейных потерь и дефекта модуля упругости. Причины механических гистерезисов и насыщения АЗВТ связываются с линейными дефектами поликристаллов - дислокациями и их взаимодействием с точечными дефектами (вакансиями, межузельными и примесными атомами). В связи с широкой распространенностью поликристаллических твердых тел, теоретические исследования НАЭ в микронеоднородных средах с гистерезисной нелинейностью актуальны и необходимы при анализе результатов соответствующих экспериментов, проводимых с целью установления физических механизмов аномально высокой нелинейности таких сред и получения их динамических уравнений состояния.

Здесь приводятся результаты исследований распространения интенсивных периодических пилообразных волн в гистерезисных твердых телах с насыщением эффектов АЗВТ. (Линейная диссипация среды не учитывается). Уравнение состояния таких твердых тел представим в следующем виде:

$$\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)], \tag{1}$$

$$f(\varepsilon) = \frac{\beta\varepsilon_m\varepsilon}{1+\alpha_1|\varepsilon|} + \frac{1}{2(1+\alpha_2|\varepsilon|)} \begin{cases} \beta_1\varepsilon^2 - \dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}\varepsilon_m^2, & \dot{\varepsilon} > 0; \\ -\beta_2\varepsilon^2 + \dfrac{\beta_1+\beta_2}{2}\varepsilon_m^2, & \dot{\varepsilon} < 0, \end{cases} \tag{2}$$

где σ и ε – напряжение и деформация, E – модуль упругости, $\alpha_{1,2}$, β, $\beta_{1,2}$ – параметры нелинейности, $\beta_1 + \beta_2 \geq 0$, $\alpha_{1,2} \geq 0$, ε_m – амплитуда деформации, $|f(\varepsilon)| \ll |\varepsilon| \ll 1$, $|\beta|\varepsilon_m \ll 1$, $|\beta_{1,2}|\varepsilon_m \ll 1$. (В общем случае, $\alpha_1 \neq \alpha_2$, $\beta \neq \beta_1 \neq \beta_2$.) При $\alpha_{1,2} = 0$ и

$\beta = \beta_1 = \beta_2$ уравнения (1), (2) описывают симметричный гистерезис Давиденкова [1] (с точностью до обозначений он совпадает с ферромагнитным гистерезисом Рэлея).

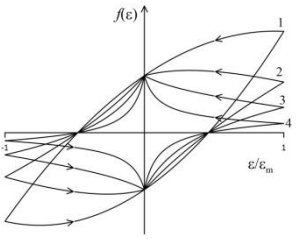


Рис. 1

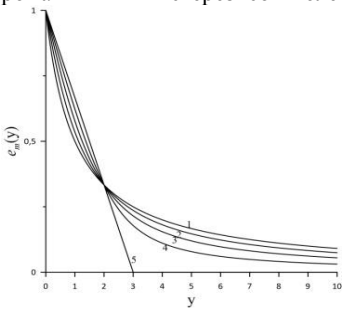


Рис. 2

В модели Давиденкова гистерезисное поведение твердого тела связывается с его обратимой микропластической деформацией, вызванной смещением дислокаций под действием внешнего переменного напряжения. В выражении (2) первое (негистерезисное) слагаемое определяет нелинейный дефект модуля упругости, а второе (гистерезисное) – нелинейные потери, при этом за насыщение дефекта модуля упругости и потерь отвечают множители $(1 + \alpha_1|\varepsilon|)^{-1} \le 1$ и $(1 + \alpha_2|\varepsilon|)^{-1} \le 1$. Гистерезис (2) состоит из четырех ветвей ($\varepsilon \ge 0, \dot{\varepsilon} > 0$, $\varepsilon \ge 0, \dot{\varepsilon} < 0$, $\varepsilon \le 0, \dot{\varepsilon} < 0$, $\varepsilon \le 0, \dot{\varepsilon} > 0$), переходящих друг в друга при $\varepsilon = 0$ и $\varepsilon = \pm\varepsilon_m$. Качественный вид такого гистерезиса при $\alpha_{1,2} = 0$ и $\alpha_{1,2} > 0$ приведен на рис. 1, из которого видно, что с ростом параметров $\alpha_{1,2}$ формы петель гистерезисов изменяется, при этом их площадь и наклон уменьшаются, что соответствует насыщению эффектов АЗВТ. (Увеличение номера петли соответствует росту параметров $\alpha_{1,2}$.)

Подставляя (1), (2) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, получим одномерное волновое уравнение для продольной (вдоль оси x) деформации $\varepsilon(x,t) = U_x(x,t)$:

$$\varepsilon_x = -(1/2C_0) f_\tau(\varepsilon), \qquad (3)$$

где $U(x,t)$ - смещение, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$ – скорость продольной волны, ρ - плотность, $\tau = t - x/C_0$, $|f(\varepsilon)| \gg (\eta/C_0^2)|\varepsilon_\tau|$, η – коэффициент линейной диссипации среды.

Граничное условие для одного периода ($0 \le \theta \le 2\pi$) периодической пилообразной волны зададим в следующем виде:

$$\varepsilon(x=0,\theta) = \frac{2\varepsilon_0}{\pi}\begin{cases}\theta, & -\pi/2 \le \theta \le \pi/2;\\ \pi - \theta, & \pi/2 < \theta < 3\pi/2,\end{cases} \qquad (4)$$

где ε_0, T, $\omega = 2\pi/T$ - начальная амплитуда волны, ее период и частота, $\theta = \omega\tau$.

При решении уравнения (3) мы будем пользоваться методом “сшивания” простых волн, отвечающих каждой ветви гистерезиса (2). Уравнение (3) с граничным условием (4) имеет точное решение в виде пилообразной волны с непрерывно изменяющейся формой. Один период нелинейной волны определяется выражением:

$$e(y,\theta) = \\ = \frac{2}{\pi}\begin{cases} \theta - \dfrac{\pi b}{(1+a_1|e|)^2}\displaystyle\int_0^y e_m(y_1)dy_1 - \dfrac{\pi(2+a_2|e|)ey}{2(1+\mu)(1+a_2|e|)^2} - \\ \quad - \dfrac{\pi a_2 signe}{4(1+a_2|e|)^2}\displaystyle\int_0^y e_m^2(y_1)\,dy_1, \qquad e_\theta(y,\theta) > 0, \\ \pi - \theta + \dfrac{\pi b}{(1+a_1|e|)^2}\displaystyle\int_0^y e_m(y_1)dy_1 - \dfrac{\pi\mu(2+a_2|e|)ey}{2(1+\mu)(1+a_2|e|)^2} - \\ \quad - \dfrac{\pi a_2 signe}{4(1+a_2|e|)^2}\displaystyle\int_0^y e_m^2(y_1)\,dy_1, \qquad e_\theta(y,\theta) > 0, \end{cases} \tag{5}$$

где $e = \varepsilon/\varepsilon_0,\ y = \varepsilon_0 z,\ z = aK_1 x,\ a = (\beta_1+\beta_2)/2\pi,\ a_{1,2} = \alpha_{1,2}\varepsilon_0,\ \mu = \beta_2/\beta_1,\ b = \alpha/(\beta_1+\beta_2)$.

При $\alpha_{1,2} = 0$ и $\beta_{1,2} \geq 0$ решение (5) описывает непрерывную (без неоднозначностей) пилообразную волну, при этом ее амплитуда уменьшается из-за нелинейных (гистерезисных) потерь. При $a_2 = \alpha_2\varepsilon_0 \leq 2$ и $\beta_{1,2} \geq 0$ решение (5) также описывает пилообразную волну, однако ее форма будет другой. (При $a_2 = \alpha_2\varepsilon_0 > 2$ в профиле волны возникнут неоднозначности. Этот случай здесь не рассматривается.) Из выражения (5) следует, что амплитуда $e_m(y) = \varepsilon_m(y)/\varepsilon_0$ и значения фаз $\theta_m^{\pm}(y)$, при которых положительный ($e_\theta > 0$) фронт волны "сшивается" с ее отрицательным ($e_\theta > 0$) фронтом, определяются из уравнений $e\left(y,\theta_m^{\pm}\right) = \pm e_m$, при этом:

$$a_2\int_0^y e_m^2(y_1)dy_1 + (2+a_2e_m)e_m y - 2(1-e_m)(1+a_2e_m)^2 = 0, \tag{6}$$

Из уравнения (6) получаем дифференциальное уравнение:

$$e_m\frac{dy}{de_m} + y + 1 - 2a_2 + 3a_2e_m = 0 \tag{7}$$

При $a_2 \leq 2$ решение уравнения (7) имеет вид:

$$e_m(y) = \left(2a_2 - 1 - y + \sqrt{(2a_2-1-y)^2 + 3a_2(2-a_2)}\right)/3a_2 \tag{8}$$

При $a_2 = 0 - e_m(y) = (1+y)^{-1}$.

На рис. 2 приведены зависимости e_m от y при $b = 1/5$ и различных значениях параметра a_2: $a_2 = 0-1$, $a_2 = 0.5-2$, $a_2 = 1-3$, $a_2 = 1.5-4$, $a_2 = 2-5$. На рис. 3-6 показаны профили одного периода пилообразной волны (5) при $b = 1/5$, $\mu = 1/2$ на различных расстояниях и при различных значениях параметра $a_{1,2}$: $y = 0-1$, $y = 0.2-2$, $y = 0.5-3$, $y = 1-4$, $y = 1.5-5$, $y = 2-6$, $y = 3-7$. При $a_{1,2} = 0$ и $a_1 = 1,\ a_2 = 0$ пилообразная волна затухает, но ее форма почти не изменяется, за

исключением образования “изломов” в точках, где $e(y,\theta)=0$ (рис. 3а,б). При $a_2=1$ положительные $[e(y,\theta)\geq 0]$ и отрицательные $[e(y,\theta)\leq 0]$ части волны $e(y,\theta)$ движутся навстречу друг другу и волна искажается так, что в ней образуется “нулевые зоны”, в которых $e(y,\theta)=0$, при этом амплитуда $e_m(y)$ волны также уменьшается (рис. 3в,г). Из выражения (8) следует, что при $a_2=2$ амплитуда $e_m(y)$ волны уменьшается по “линейному” закону: $e_m(y)=1-y/3$ и волна полностью затухает на конечном расстоянии $y=3$.

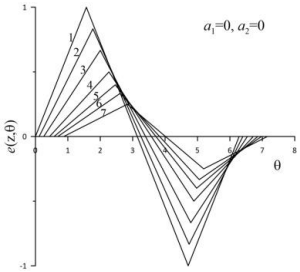


Рис. 3

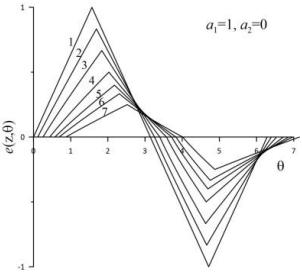


Рис. 4

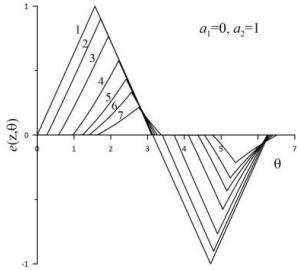


Рис. 5

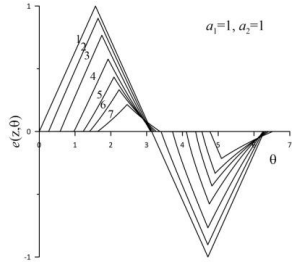


Рис. 6

В заключение отметим, что не меньший интерес представляет распространение и эволюция пилообразных волн при $a_2=\alpha_2\varepsilon_0>0$, когда в профиле волны образуются неоднозначности, устраняемые введением разрывов – ударных фронтов.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по темам №0030-2019-0009 и №0030-2022-0005.

[1] Давиденков Н.Н. // ЖТФ. 1938. Т. 8, № 6. С. 483.
[2] Asano S. // J. Phys. Soc. Jap. 1970. Vol. 29, № 4. P. 952.
[3] Лебедев А.Б. // ФТТ. 1999. Т. 41, № 7. С. 1214.
[4] Lord Rayleigh // Phil. Mag. 1887. Vol. 23. P. 225.

ОДНОПОЛЯРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ ДЕФОРМАЦИИ В СРЕДАХ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

А.В. Радостин, В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

ИПФ РАН

Многочисленные экспериментальные результаты показывают, что нелинейные акустические эффекты в различных металлах, горных породах, поврежденных конструкционных материалах не описываются в рамках классической теории упругости, содержащей степенные квадратичные и кубические нелинейные слагаемые в зависимости напряжение – деформация. Это, прежде всего, касается зависимостей модуля упругости и коэффициента затухания, а также одинаковой степенной зависимости амплитуд высших гармоник от амплитуды первичной волны. Для теоретического описания этих эффектов используются уравнения состояния среды, содержащие неаналитическую гистерезисную функцию в зависимости напряжение - деформация. Многие из таких материалов (например, медь, цинк, гранит, песчаник) характеризуются квадратичной гистерезисной зависимостью [1, 2]. В этом случае нелинейные волновые процессы, в том числе и распространение однополярных импульсов деформации, изучены достаточно подробно [1]. Однако, как показывают эксперименты, существует немало других металлов и горных пород, для которых также проявляется гистерезисная степенная нелинейность, но с отличным от целого числа 2 показателем степени n ($n > 1$). Подробный обзор таких результатов приведен в работах [1, 3]. Известны также работы [4, 5], в которых непосредственно исследовалось распространение однополярных импульсов, при этом предположение о наличии гистерезисной нелинейности подтверждалось зависимостью затухания и скорости распространения импульсов от их амплитуды. В работе [4] импульсы распространялись в алюминиевых стержнях, подвергнутых различной степени отжига. Как показано в работе [6], зависимости нелинейного затухания от амплитуды импульсов для всех образцов достаточно хорошо описываются в рамках гистерезисного уравнения состояния с показателем степени равным 4, при этом наблюдался рост значения параметра нелинейности с увеличением температуры отжига. Для работы [5], в которой импульсы распространялись в стержне из Техасского песчаника, пока проведен предварительный анализ, в результате которого значение показателя степени гистерезисной нелинейности оценивается приблизительно равным 3/2.

В связи с этим, представляет интерес изучение закономерностей распространения и эволюции однополярных импульсов деформации в средах с произвольной степенной ($n > 1$) гистерезисной нелинейностью, когда возмущения среды на переднем и заднем фронтах импульса описываются различными зависимостями напряжения от деформации.

Уравнение состояния нелинейной среды для продольных напряжений σ и деформаций ε с учетом линейной диссипации можно представить в виде

$$\sigma(\varepsilon, \ \ sgn\,\dot{\varepsilon}) = E(\varepsilon - f(\varepsilon, \quad sgn\,\dot{\varepsilon}) + \alpha\rho\dot{\varepsilon}, \qquad (1)$$

где E – где модуль упругости, $f(\varepsilon,\ \operatorname{sgn}\dot{\varepsilon})$ – гистерезисная функция, $|f_\varepsilon(\varepsilon,\ \operatorname{sgn}\dot{\varepsilon})| \ll 1$, α – коэффициент вязкости, ρ – плотность материала. Для модели Давиденкова [7] эта функция имеет вид:

$$f(\varepsilon,\quad sgn\,\dot{\varepsilon}) = \frac{\gamma}{n}\begin{cases}\varepsilon^n, & \dot{\varepsilon} > 0;\\ -(\varepsilon_m - \varepsilon)^n + \varepsilon_m^n, & \dot{\varepsilon} < 0;\end{cases} \qquad (2)$$

где ε_m – амплитуда деформации, γ – параметр гистерезисной нелинейности, $\gamma > 0$, $|\gamma\varepsilon_m^{n-1}| \ll 1$, $n > 1$. Все константы (E, γ, n) в уравнениях (1)-(2) определяются экспериментально.

Уравнения состояния (1), (2) вместе с уравнением движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon,\ \operatorname{sgn}\dot{\varepsilon})$ определяют волновые процессы в гистерезисных средах (U – смещение, $\varepsilon = U_x$, ρ – плотность). Далее мы будем рассматривать распространение возмущений, бегущих в положительном направлении оси x, при этом, как обычно [1, 3, 6], будем считать, что искажения профиля волны из-за нелинейности малы на расстояниях порядка длины волны. Применяя известную процедуру перехода к сопровождающей системе координат [1, 6], т.е. переходя к переменным $\tau = t - \frac{x}{C}, x' = x, C = \sqrt{E/\rho}$, получим одноволновое уравнение для простых волн деформации, соответствующих переднему ($\dot{\varepsilon} > 0$) и заднему ($\dot{\varepsilon} < 0$) фронтам импульса. Вводя безразмерные переменные $z = \frac{\gamma x \varepsilon_0^{n-1}}{2CT}$ – координата, нормированная на характерную длину нелинейного взаимодействия, $\in(z,\ \theta) = \varepsilon(z,\theta)/\varepsilon_0$, $\in_m(z) = \varepsilon_m(z)/\varepsilon_0$, $\in_m(0) = 1$, $\theta = \frac{\tau}{T} - (1/n)\int_0^z \epsilon_m^{n-1}(z')dz'$ – время, нормированное на начальную длительность импульса, $\Gamma = \frac{n\gamma\varepsilon_0^{n-1}C^2T}{\alpha}$ – число Гольдберга, характеризующее отношение нелинейности к диссипации, получим следующее уравнение:

$$\frac{\partial \in}{\partial z} + \frac{\partial \in}{\partial \theta}\begin{cases}\in^{n-1} - \in_m^{n-1}/n, & \dot{\in} > 0;\\ (\in_m - \in)^{n-1} - \in_m^{n-1}/n, & \dot{\in} < 0;\end{cases} = \frac{1}{\Gamma}\frac{\partial^2 \in}{\partial \theta^2}. \qquad (3)$$

Общее решение системы (3) в «чисто» нелинейном случае ($\Gamma \to \infty$) для целочисленных значений n известно. Здесь мы получим еще одно решение специального вида для произвольных значений $n > 1$. Будем искать решение в виде самоподобного импульса:

$$\in(z,\ \theta) = \frac{u(y)}{\sqrt[n]{1+z}},\ y = \frac{\theta}{\sqrt[n]{1+z}},\ \in_m(z) = \frac{u_0}{\sqrt[n]{1+z}},\ u(y_0, 0) = u_0. \qquad (4)$$

Существование решения в такой форме означает, что амплитуда импульса будет уменьшаться при его распространении, а длительность увеличиваться, но его форма $u = u(y)$ останется неизменной. После подстановки (4) в (3), интегрирования по y и использования начального условия, получаем:

$$\begin{cases} y - y_0 - u^{n-1} + u_0^{n-1}, & \dot{u} > 0;\\ u(y - y_0) + (u_0 - u)^n - u_0^{n-1}(u_0 - u), & \dot{\in} < 0. \end{cases} \qquad (5)$$

Для решения уравнения (3) в случае произвольных значений n и Γ будем использовать явный псевдо-спектральный метод [8]. В этом случае эти уравнения записываются в следующем виде

$$\frac{d\in(z,\theta_j)}{dz} = -\Phi\left(\in(z,\theta_j),\in_m(z)\right)F^{-1}\left(i\omega F\left[\in(z,\theta_j)\right]\right) + \frac{1}{\Gamma}F^{-1}\left((i\omega)^2 F\left[\in(z,\theta_j)\right]\right), \quad (6)$$

где $\Phi\left(\in(z,\theta_j),\in_m(z)\right) = \frac{\partial f(\in,sgn\dot{\in})}{\partial\in}$ – производная гистерезисной функции, $F^{-1}(\ldots)$, $F(\ldots)$ –операторы обратного и прямого N – точечного преобразования Фурье. Наиболее просто реализация псевдо-спектрального метода производится на языке программирования Python с использованием библиотеки NumPy.

На рис. 1 представлены профили волн в среде с гистерезисной функцией с показателем степени равным 4, хорошо описывающих результаты работы [4], для первоначально треугольного импульса единичной площади. Синяя кривая соответствует решению (5) (Γ→∞) для значения z = 4, численные решения уравнения (6) (Γ = 100) показаны красной (z = 4) и черной (z = 16) кривыми. Численное моделирование производились с использованием N = 1024, что обеспечивает приемлемую точность и скорость вычислений. Также для сравнения приведено решение линейного уравнения теплопроводности (пунктир) для Γ = 100. Хорошо видно, что самоподобное решение (5) достаточно хорошо описывает профиль импульса в окрестности максимума, где влияние диссипации вязкого типа мало. Разница в значении амплитуд решений линейного и нелинейного уравнения обусловлена наличием гистерезисной нелинейности.

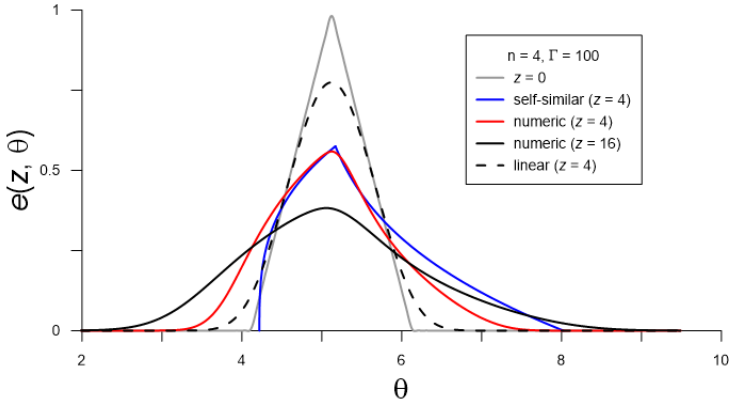


Рис. 1

На рис. 2 аналогичным образом представлены профили волн в среде с гистерезисной функцией с показателем степени равным 3/2, что соответствует предварительному анализу результатов работы [5]. Сравнение рисунков 1 и 2 также показывает, что поведение профилей импульсов при n < 2 и n > 2 отличается порядком следования

выпуклого и вогнутого участков, что также характерно и для распространения периодических возмущений в таких средах [3]. Напомним, что в квадратичном случае профиль импульса имеет симметричную форму, что, в свою очередь, является характерным отличием квадратичной гистерезисной среды от классической среды с квадратичной нелинейностью [1].

Результаты данной работы показали, что псевдо-спектральный метод хорошо зарекомендовал себя для гистерезисной нелинейности произвольной степени. В дальнейшем планируется его применение для разномодульной нелинейности при учете не только диссипации вязкого типа, но и других линейных факторов, таких как дисперсия и релаксация.

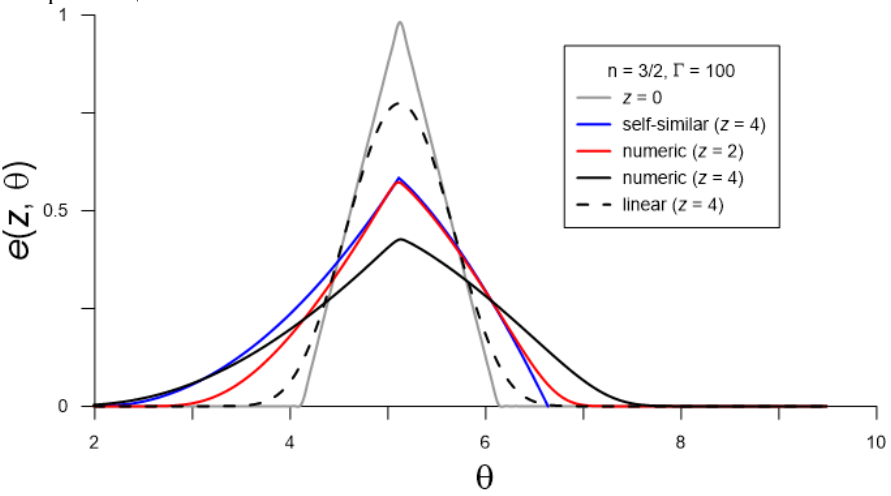


Рис. 2

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00215А.

[1] Назаров В.Е., Радостин А.В. Нелинейные волновые процессы в упругих микронеоднородных средах – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2007.
[2] Guyer R.A., Johnson P.A. Nonlinear mesoscopic elasticity: the complex behavior of rocks, soil, concrete – John Wiley & Sons, 2009.
[3] Радостин, А.В., Куркин, А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2020 Т. 63, № 1. С. 60.
[4] Yasumoto Y et al. // Act. Acust. Acust. 1974. Vol. 30. P. 260.
[5] Muir T. et al. // JASA. 2020. Vol. 147. P. 1006.
[6] Radostin A. // Act. Acust. Acust. 2018. Vol. 104. P. 410.
[7] Давиденков Н.Н. // ЖТФ. 1938. Т. 8, № 6. С. 156.
[8] Землянухин А.И., Катсон В.М. Теория и практика спектральных методов решения уравнений с частными производными – Волгоград: ВолгГАСУ, 2007.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОБРАБОТКА АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НА ФОНЕ ШУМОВ ВЕТРОВОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

М.А. Раевский, В.Г. Бурдуковская

ИПФ РАН

Для прикладных задач акустики океана актуально рассмотрение эффективности алгоритмов обработки слабых акустических сигналов на фоне помех с использованием протяженных антенных решеток (АР). Оптимальные алгоритмы обработки частично когерентных сигналов хорошо известны и требуют лишь адекватных (для конкретных условий распространения звука) моделей корреляционных матриц сигнала и шума на апертуре антенны. Таким образом, для оценки эффективности обнаружения акустических сигналов необходимы теоретические модели сигналов и помех в мелком море, учитывающие не только регулярные характеристики волновода, но и эффекты многократного рассеяния акустического поля на ветровом волнении и случайных внутренних волнах. Результаты подобных исследований приведены в работах [1-3], где рассматривалось влияние ветрового волнения на характеристики горизонтальной АР. В этих работах использовалась в качестве помехи максимально простая модель шума, некоррелированного на элементах АР. Вместе с тем для океанического шума ветрового происхождения (динамического шума) была разработана теоретические модель для корреляционной матрицы шума на апертуре горизонтальной АР, которая учитывает не только генерацию его дипольными источниками, но и эффекты многократного рассеяния на взволнованной морской поверхности [4].

Для сигнала и шума будем использовать модовое представление акустического поля. Функция пространственной когерентности сигнала, усредненная по интерференционной структуре акустического поля, определяется автокорреляционной функцией модовых амплитуд a_n с поперечным разнесением ρ точек наблюдения $N_n(\rho, x) = \langle a_n\left(-\frac{\rho}{2}, x\right) a_n^*\left(\frac{\rho}{2}, x\right)\rangle$.

В случае ненаправленного (в горизонтальной плоскости) источника и изотропного ветрового волнения уравнение переноса для корреляционной функции сигнала имеет вид [5]:

$$\frac{\partial N_n(\rho,x)}{\partial x} = \sum_m W_{mn}(\rho,x)N_m(\rho,x) - 2(\gamma_n + |Im\, k_n|)N_n(\rho,x)\ . \qquad (1)$$

Здесь W_{mn} – вероятность перехода между модами, γ_n – декремент затухания когерентной компоненты $\langle a_n\rangle$, Im k_n – мнимая часть волнового числа, обусловленная потерями в дне. В свою очередь, функции W_{mn} и γ_n выражаются через частотный спектр изотропного ветрового волнения [3]. Для частотного спектра развитого волнения при численном моделировании будет использоваться эмпирический спектр JONSWAP [6].

Аналогичным образом поле динамического шума представим в виде разложения по собственным функциям волновода. Вычисление пространственной функции корреляции модовых амплитуд $R_n(\rho)$ в силу изотропности шума сводится к вычислению их интенсивности $I_n = R_n(0)$, а именно:

$$R_n(\rho) = I_n J_0(k_n \rho), \tag{2}$$

где $J_0(x)$ – функция Бесселя нулевого порядка. Для интенсивности I_n мод шумового поля, возбуждаемого равномерно распределенными источниками дипольного типа, имеем [4] уравнение:

$$\sum_m \widetilde{W}_{mn} I_m - 2(\gamma_n + |Im\, k_n|) I_n + Q_n = 0, \tag{3}$$

где $\widetilde{W}_{mn} \equiv W_{mn}(\rho = 0)$. Функция Q_n соответствует дипольным источникам шума и выражается через пространственный спектр дипольного момента давления на свободной поверхности [4].

Перейдем далее к анализу характеристик приемной АР в зависимости от выбранного метода обработки сигнала на фоне динамического шума. Будем считать, что АР состоим из M эквидистантных элементов, расположенных в горизонтальной плоскости на глубине z_A. Для межэлементного расстояния d будем использовать стандартное значение, равное половине длины волны на частоте f_0. Основными характеристиками сигнала и шума, используемыми при пространственной обработке, являются их корреляционные матрицы размерности ($M \times M$), которые очевидным образом выражаются через функцию $N_n(\rho, x)$ и $R_n(\rho)$ [3]. В дальнейшем будем использовать нормированные матрицы сигнала и шума, которые обозначим, соответственно, **N** и **R**.

Для количественной оценки эффективности пространственной обработки сигналов выберем коэффициент усиления антенны G, который стандартно определяется как величина выходного отношения сигнал/шум (ОСШ), отнесенная к величине ОСШ на отдельном приемном элементе. Естественно, величина G зависит не только от вида корреляционных матриц сигнала и помехи (в нашем случае ветрового шума), но и метода пространственной обработки. В целях сравнительного анализа мы рассмотрим три известных метода пространственной обработки: 1 – стандартный метод ФАР, компенсированной в направлении на источник сигнала (соответствующий коэффициент усиления обозначим G_0), 2 – метод оптимальной линейной обработки (коэффициент усиления обозначим G_1), 3 – метод оптимальной квадратичной обработки (коэффициент усиления обозначим G_2). Для коэффициента усиления G_0 имеем выражение

$$G_0 = \frac{\sum_m \sum_n N_{mn}(r)}{\sum_{mn} R_{mn}}. \tag{4}$$

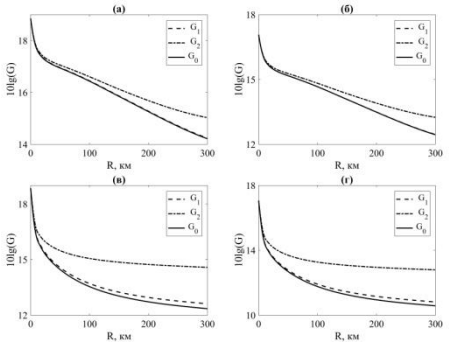
Коэффициенты усиления G_1 и G_2 оптимальной обработки выражаются через собственные значения матрицы $\mathbf{S}=\mathbf{R}^{-1}\mathbf{N}$, что соответствует дополнительной операции пространственной декорреляции («выбеливания») шума. Соответствующие выражения имеют вид:

$$G_0 = G_1 = \lambda_1\,, \qquad G_2 = \left[\sum_i \lambda_i^2\right]^{\frac{1}{2}}\,, \tag{5}$$

где λ_i – собственные значения матрицы **S**, пронумерованные в порядке их убывания (λ_1 - максимальное из них). В дальнейшем для сравнения будут приводиться и резуль-

таты вычисления коэффициентов усиления на фоне некоррелированного шума. В этом случае матрица шума **R** является единичной, $\sum_{mn} R_{mn} = M$ и в формулах (5) фигурируют собственные значения матрицы сигнала **N**.

Рассмотрим численное моделирование коэффициентов усиления антенны G_i для мелководного звукового канала со слабым положительным градиентом скорости звука, что, например, типично для Баренцева моря в зимний период. При этом для волновода с линейным профилем $c(z)$ выбраны следующие параметры: $c(0)$ = 1490 м/с, $c(H)$ = 1500 м/с, глубина дна H = 200 м. В качестве модели дна рассматривается жидкое полупространство со скоростью звука c_l = 1800 м/с, плотностью ρ_0 = 2 г/см^3 и коэффициентом затухания δ = 0.2 дБ/км·Гц. Предполагается, что источник с частотой излучения f_0 = 250 Гц расположен на глубине $z_И$ = 100 м. Горизонтальная АР с числом элементов M = 51 и межэлементным расстоянием d = λ/2 =3 м расположена вблизи дна на глубине z_A = 197 м. При этом рассматривается антенна, ориентированная перпендикулярно к источнику. Расчеты проводились для скоростей ветра V = 10 м/с и V = 15 м/с, то есть, согласно принятой терминологии, для умеренного и сильного ветрового волнения. Чтобы продемонстрировать специфику обнаружения сигнала на фоне ветрового шума, ниже будут приводиться, для сравнения, и результаты расчетов коэффициентов усиления G_i для тех же условий распространения сигнала, но на фоне некоррелированного шума. На рисунке приведены зависимости от расстояния r коэффициентов усиления G_0, G_1 и G_2 при поперечной ориентации АР для умеренного (а,б) и сильного ветрового волнения (в,г). Здесь же, для сравнения, приводятся и аналогичные зависимости для традиционной модели некоррелированного шума (в,г). Нетрудно видеть, что коэффициенты усиления G_i, полученные в рамках модели ветрового океанического шума существенно больше (приблизительно на 2 дБ), чем аналогичные коэффициенты усиления сигнала на фоне некоррелированного шума (при этом модель сигнала и в тех и других расчетах одна и таже). На малом удалении антенны от источника $r \approx 0$, когда сигнал на апертуре полностью когерентен, коэффициенты усиления G_i =51 (17 дБ), то есть равны числу приемных элементов АР для модели некоррелированного шума, но для модели динамического шума имеют значения $G_i \approx 77$ (19 дБ), что значительно превышает значение M. Этот результат может показаться неожиданным, поскольку традиционно считается, что наличие межэлементных корреляций шума снижает коэффициент усиления АР, а значение коэффициента усиления равное M является максимально возможным. Объяснение приведенных на рис. (а) и (в) результатов связано со специфическим видом корреляционной функции ветрового шума, а именно ее знакопеременным спаданием по ρ и расположением ее нулей. Наиболее наглядно это можно



пояснить на примере коэффициента усиления G_0. Учитывая когерентность сигнала при $r \approx 0$ и нормировку матричных элементов N_{mn} и R_{mn} для G_0 при $\beta_A = 0$, из формулы (4) следует:

$$G_0 = \frac{M^2}{M + \sum_m \sum_{n \neq m} R_{mn}}, \quad (6)$$

где, для наглядности, выделен вклад межэлементных корреляций шума. В случае некоррелированного шума отсюда получаем $G_0 = M$, в случае монотонного спадания коэффициента корреляции шума отсюда следовало бы, что $G_0 < M$, но для ветрового шума расчеты показывают, что сумма межэлементных коэффициентов корреляции является отрицательной и вследствие этого значение $G_0 > M$.

При увеличении расстояния от источника до антенны из-за эффектов многократного рассеяния на ветровом волнении увеличивается декорреляция сигнала на апертуре АР, вследствие чего коэффициенты усиления G_i монотонно уменьшаются. При этом значения G_1 и G_0 практически совпадают и уменьшаются на 4÷5 дБ при умеренном волнении и на 6÷7 дБ при сильном ветре. Коэффициент усиления при оптимальной квадратичной обработке G_2 спадает более медленно, поскольку эффективность ее в сравнении с оптимальной линейной растет с увеличением декорреляции сигнала. При $V = 10$ м/с этот выигрыш не столь значим и не превышает одного децибела, но при $V = 15$ м/с разница значений G_2 и G_1 достигает 3 дБ, что существенно для задач выделения слабых сигналов на фоне помех. Следует также отметить, что качественный характер зависимости от дистанции коэффициентов усиления для двух моделей шума примерно одинаков, но значения G_i для модели динамического шума приблизительно на 2 дБ превышает аналогичные значения, полученные для модели некоррелированного шума и той же модели сигнала. Интересно отметить, что этот эффект наблюдается и для антенны, ориентированной под углом к направлению на источник.

Данное исследование выполнено в рамках госзадания ИПФ РАН по теме № 0030-2021-0009.

[1] Городецкая Е.Ю., Малеханов А.И., Сазонтов А.Г., Фарфель В.А. // Акуст. журн. 1996. Т. 42, № 5. С. 615.
[2] Завольский Н.А., Малеханов А.И., Раевский М.А. // Акуст. журн. 2019. Т. 65, № 5. С. 608.
[3] Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А. // Акуст. журн. 2021. Т. 67, № 6. С. 617.
[4] Раевский М.А., Бурдуковская В.Г. // Акуст. журн. 2021. Т. 67, № 5. С. 514.
[5] Горская Н.С., Раевский М.А. // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 2. С. 165.
[6] Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. – Л.: Гидрометеоиздат. 1985, 256.

МЕТОДЫ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ПОМОЩЬЮ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В ПОДВОДНОМ КАНАЛЕ

А.И. Малеханов[1, 2], А.В. Смирнов[1]

[1] ИПФ РАН

[2] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Известно, что при распространении акустических сигналов в подводном звуковом канале (ПЗК) характерным эффектом является ослабление их пространственной когерентности, обусловленное многократным рассеянием звука на случайных неоднородностях водной толщи и(или) на случайной границе. При использовании протяженной антенной решетки (АР) масштаб когерентности сигналов может быть сопоставим и даже меньше ее размера, что отвечает сценарию приема частично-когерентных сигналов. Методы обработки, использующие информацию относительно когерентных свойств сигналов на входе АР, способны обеспечить рост коэффициента усиления АР с увеличением ее размеров даже в такой ситуации, хотя и замедленный в сравнении с тем сценарием, когда принимаемые сигналы являются полностью когерентными [1-5]. При этом практически важным становится вопрос количественной оценки возможностей тех методов обработки, которые не требуют такой информации в полном объеме и являются более простыми в реализации, но обеспечивают достаточно высокую эффективность, т.е. могут оцениваться в качестве квазиоптимальных методов. Этот вопрос рассматривался в ряде работ [1, 2, 5], в том числе, применительно к условиям распространения звука в ПЗК [4, 6, 7]. С учетом значительной вариативности таких условий, зависящих также от положения АР, подобная постановка далеко не исчерпана и представляет определенный интерес для дальнейшего исследования.

Постановка задачи и основные уравнения

Предполагаем, что удаленные источники полезного сигнала и помехи находятся под некоторыми углами θ_S и θ_N, соответственно, к линейной эквидистантной АР, расположенной в горизонтальной плоскости ПЗК на некоторой глубине (углы отсчитываются от нормали к АР). Сигналы принимаются на фоне пространственно-белого шума, анизотропные свойства морских шумов не учитываются. Определенные поправки на этот счет могут быть сделаны [8], но здесь мы исходим из того, что входное отношение сигнал/шум (ОСШ) определяется мощным источником помехи.

В рамках модового описания звуковых полей в ПЗК мы используем достаточно общее представление векторов полезного сигнала $\mathbf{s}$ и помехи $\mathbf{n}$ на входе АР в виде суммы конечного числа M плоских волн, волновые числа которых h_m есть продольные волновые числа мод дискретного спектра в заданном ПЗК, со случайными амплитудами, зависящими как от регулярных параметров задачи, так и от эффектов распространения (фазовых набегов и затухания мод по дистанции):

$$\boldsymbol{s}_n = \sum_{m=1}^{M} a_{Sm} e^{ih_m d(n-1)sin\theta_S}, \boldsymbol{n}_n = \sum_{m=1}^{M} a_{Nm} e^{ih_m d(n-1)sin\theta_N}, n = \overline{1,N}, \qquad (1)$$

где N – число элементов АР. Подробный анализ функции когерентности сигналов в рамках модели (1) представлен в работе [9], результаты которой указывают на зави-

симость от совокупности физических факторов распространения звука в ПЗК – спектра волновых чисел, интенсивностей мод, взаимных корреляций модовых амплитуд.

В качестве критерия эффективности обработки сигналов мы рассматриваем коэффициент усиления G (выигрыш АР) по величине ОСШ. Следуя работам [1-5], мы используем общие выражения для выигрыша G в случае линейной и квадратичной пространственной обработки. Для линейной обработки, которая определяется весовым вектором **w** АР, это выражение имеет вид:

$$G_{LIN} = \frac{\sigma_{Noise}^2}{\sigma_S^2} \times \frac{\boldsymbol{w}^+ \boldsymbol{R}_S \boldsymbol{w}}{\boldsymbol{w}^+ \boldsymbol{R}_{Noise} \boldsymbol{w}}, \; \sigma_{Noise}^2 = \sigma_{wn}^2 + \sigma_N^2. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{R}_{\mathrm{S}} = \langle \mathbf{s}\mathbf{s}^{+} \rangle$ и $\mathbf{R}_{\mathrm{Noise}} = \mathbf{I} + \langle \mathbf{n}\mathbf{n}^{+} \rangle$ – матрицы когерентности сигнала и совокупности шума и помехи ($\mathbf{I}$ – единичная матрица); σ_{S}^2, σ_{N}^2 и σ_{wn}^2 – средние интенсивности на входе АР сигнала, помехи и белого шума, соответственно; индекс "+" и скобки $\langle \cdots \rangle$ означают эрмитово сопряжение и статистическое усреднение. Для квадратичной обработки аналогичное выражение имеет вид:

$$G_{QUA} = \frac{\sigma_{Noise}^2}{\sigma_S^2} \times \frac{Sp(\boldsymbol{W}\boldsymbol{W}^+ \boldsymbol{R}_S)}{\sqrt{Sp(\boldsymbol{W}\boldsymbol{W}^+ \boldsymbol{R}_{Noise})^2}}, \quad (2)$$

где **W** – весовая матрица, состоящая из нескольких весовых векторов АР; Sp() – след матрицы. Конкретизируя метод обработки путем выбора весового вектора или матрицы, получаем величину выигрыша АР при заданных (модельных или эмпирических) матрицах когерентности принимаемых полей.

В работе мы анализируем следующие методы пространственной обработки:

1) метод фазированной АР (ФАР) – метод, не использующей какой-либо априорной информации относительно когерентных свойств принимаемых сигналов;
2) метод оптимальной линейной обработки, максимизирующий величину (2);
3) метод оптимальной квадратичной обработки, максимизирующий (3);
4) метод некогерентного накопления выходных сигналов подрешеток – эвристический метод квадратичной обработки, при котором АР делится на некоторое количество одинаковых подрешеток, каждая из которых есть «сокращенная» ФАР с размером, примерно равным длине когерентности полезного сигнала [2, 5];
5) метод некогерентного накопления сигналов ФАР, каждая из которых фазирована в определенный угол со сдвигом относительно других (метод парциальных диаграмм) – эвристический метод квадратичной обработки, при котором формируется многолучевая диаграмма обзора углового пространства в горизонтальной плоскости ПЗК (аналог некогерентной фильтрации мод в вертикальной плоскости канала [6]).

Соответствующие значения выигрыша АР обозначены ниже как G_1, …, G_5.

Результаты численного моделирования и выводы

Моделирование проведено для глубокого моря на примере черноморского канала с глубиной водного слоя $\mathrm{H} \approx 1000$ м: с промеренным профилем скорости звука до 300 м ($\mathrm{c}(0) \approx 1505$ м/с, ось канала $\mathrm{c}(74) \approx 1464.4$ м/с, $\mathrm{c}(300) = 1473.8$ м/с, плотность ~1 г/см^3) и дном в виде жидкого полупространства (плотность 2 г/см^3, скорость звука 1800 м/с. Число мод дискретного спектра $\mathrm{M} = 232$. Расчеты матриц когерентности сигналов вида (1) выполнены в предположении отсутствия межмодовых корреля-

ций (что эквивалентно усреднению по интерференционной структуре вдоль трассы распространения) [9]. Интенсивности мод $\langle|a_{\mathrm{m}}|^2\rangle$ эвристически задаются в виде гауссовой кривой с максимумом на определенной моде, номер которой m_0 есть параметр задачи, ширина спектра по характерному спаданию кривой задана величиной $\sigma_{\mathrm{S}} = 50$. Аналогичным образом моделируется сигнал источника помехи. Итак, сигнал и помеха локализованы в довольно узкой (в сравнении с полным число мод) группе мод, что качественно отвечает условиям эволюции модового спектра поля по дистанции.

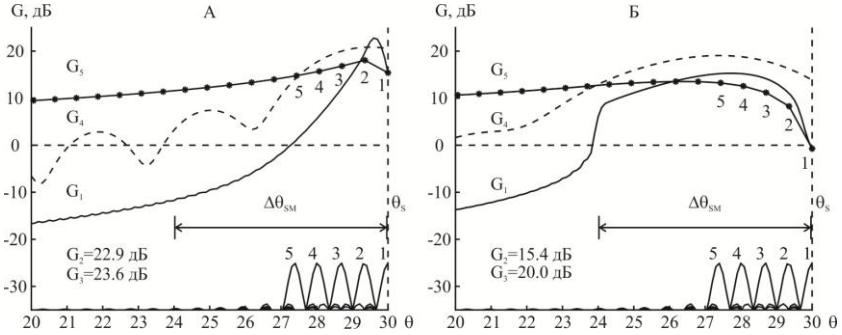


Рис. 1

Рисунок 1 иллюстрирует «иерархию» методов обработки в случае приема сигнала в отсутствие помехи при следующих значениях параметров: входное ОСШ $\sigma_{\mathrm{S}}^2/\sigma_{\mathrm{wn}}^2 = 6$ дБ, направление на источник $\theta_{\mathrm{S}} = 30°$, размер подрешеток $\mathrm{N}_{\mathrm{SUB}} = 40$. Левый и правый рисунки отличаются номером наиболее интенсивной моды сигнала: слева – $\mathrm{m}_0 = 1$, справа – $\mathrm{m}_0 = 160$. От этого сильно зависит длина $\mathrm{N}_{\mathrm{Scor}}$ когерентности сигнала и величина смещения максимума углового отклика АР на такой сигнал [9]: в данном случае $\mathrm{N}_{\mathrm{Scor}}{\sim}145$ и 21, соответственно. Зависимости выигрыша для ФАР и метода подрешеток построены от угла фазировки, выигрыш АР для метода парциальных диаграмм показан точками, каждая из них отвечает углу фазировки парциальной диаграммы. Значения выигрыша АР для обоих оптимальных методов приведены на графиках. На рис. 1А видно, что при «правильной» фазировке на источник метод ФАР и подрешеток обеспечивает близкий к оптимальным значения и может рассматриваться в качестве квазиоптимального. Метод парциальных диаграмм почти совпадает с методом ФАР, что связано с малым различием продольных волновых чисел низких мод ПЗК, увеличение количества «лучей» выше двух уменьшает его эффективность. Однако, с изменением модового состава сигнала и смещением в область средних мод (рис. 1Б) ситуация меняется. Смещение «эффективного» углового спектра сигнала в область меньших углов приводит к проигрышу всех методов, основанных на фазировке АР в направлении на источник. Квазиоптимальным здесь становится метод подрешеток с коррекцией (на $2\text{-}4^0$) угла фазировки, а накопление числа парциальных диаграмм (до 4…8) повышает эффективность этого метода. Характерным эффектом при уменьшении длины когерентности является не только уменьшение, но и существенная разница (до ~4 дБ) величины выигрыша для двух оптимальных методов.

На рис. 2 приведены аналогичные зависимости в случае интенсивной помехи ($\sigma_S^2/\sigma_N^2 = -20$ дБ), сигнал которой сосредоточен в области низких мод, с направления $\theta_N = 20°$. Видно, что эффективность методов обработки качественно изменилась как в абсолютных значениях, так и во взаимном соотношении. Все три эвристических метода значительно уступают оптимальным (на ~10 дБ и более), хотя значения выигрыша АР ожидаемо возросли вследствие угловой фильтрации помеховых мод. Подавление интенсивной помехи определяет иерархию методов в большей степени, чем ослабление когерентности сигнала, поэтому угловое разрешение играет здесь важную роль. Отметим относительно высокую эффективность метода парциальных диаграмм, особенно в ситуации рис. 2Б: веер «лучей», совместно закрывающих область углов ~10°, обеспечивает высокие значения выигрыша в сравнении с другими методами.

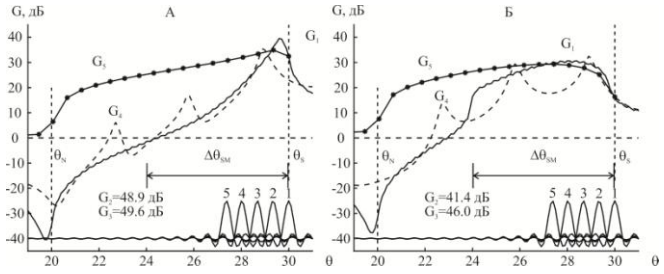


Рис. 2

Таким образом, выбор метода квазиоптимальной обработки многомодовых сигналов в условиях ПЗК может быть основан на простых эвристических соображениях, но зависит от целого ряда факторов. Важными из них являются: оценка модового состава принимаемых сигналов и масштабы их когерентности, а также вид спектра продольных волновых чисел ПЗК, оцененный на основе априорной информации.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН (тема № 0030-2022-0005).

[1] Cox H. // J. Acoust. Soc. Amer. 1973. Vol. 54, № 6. P. 1743.
[2] Morgan D.R., Smith T.M. // J. Acoust. Soc. Am. 1990. Vol. 87, № 2. P. 737.
[3] Городецая Е.Ю., Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 6. С. 1044.
[4] Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24, № 2. P. 161.
[5] Smirnov A.V., Malekhanov A.I. // POMA. 2021. Vol. 44, P. 055004 1.
[6] Малеханов А.И. // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 5. С. 898.
[7] Cox H., Zeskind R.M., Myers M. // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. Vol. 87, № 1. P. 168.
[8] Бурдуковская В.Г., Малеханов А.И., Раевский М.А. // Акуст. журн. 2021. Т. 67, № 6. С. 617.
[9] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65 (в печати).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ БУРОВОЙ КОЛОННЫ. ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЯ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В.К. Бахтин[1, 2)], М.С. Дерябин[1, 2)], Д.А. Касьянов[2)], С.А. Манаков[2)], Д.Р. Шакуров[3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН
[3)] НПФ «Геофизика»

Введение

В процессе бурения скважины буровая колонна и окружающая среда подвергается значительным вибрационным нагрузкам. При проектировании бурового оборудования необходимо учитывать эти воздействия, так как они определяют отказ оборудования [1]. Также вибрации могут негативно воздействовать на внутреннюю поверхность скважины. Информация об уровне вибраций важна и для проектирования скважинных акустических систем связи [2]. Спектральный состав и величина шума определяет предельную скорость передачи данных и используемый частотный диапазон. Вибрации, вызванные работой бурового оборудования, могут быть использованы для оценки характеристик пород окружающих скважину [3]. Таким образом, исследования колебаний буровой колонны является актуальной задачей.

Подавляющее количество исследований вибраций при бурении сосредоточено на низкочастотных составляющих, уделяя слабое внимание частотам выше 1 кГц. Цель данного доклада устранение этого недостатка. В нем представлены предварительные результаты анализа и опыт измерения высокочастотных колебаний буровой колонны.

Скважинный регистратор шумов

Для измерения высокочастотных составляющих вибраций буровой колонны был разработан и изготовлен скважинный регистратор шумов (СРШ). На рис. 1 представлен эскиз корпуса СРШ. Корпус СРШ представляет собой цилиндр диаметром 127 мм и длинной 738 мм. Через его ось проходит канал для подачи буровой жидкости. Для электронного оборудования предусмотрены две выемки по бокам корпуса. Для встраивания в буровую колону в верхней и нижней части СРШ предусмотрена резьба. Материал корпуса скважинного регистратора шумов – коррозийностойкая сталь.

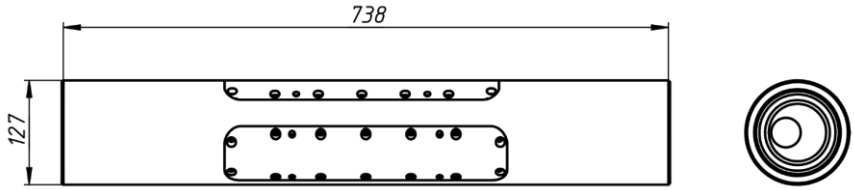


Рис. 1

Колебания измерялись с помощью миниатюрного акселерометра с резонансной частотой около 90 кГц. Электрический сигнал с акселерометров усиливался усилителем заряда с перестраиваемым коэффициентом передачи. Он адаптировался согласно текущему уровню входного сигнала. Частота среза усилителя заряда составляла 500 Гц. В последующей обработке эта частотная зависимость передаточной функции учитывалась. В результате диапазон измеряемых вибраций расширялся до единиц Герц. Уровень собственного шума входного тракта, приведенного к ускорению, составлял порядка 10^{-6} $(мс^{-2})^2$/Гц. Оцифровка аналогового сигнала колебаний выполнялась 16 битным АЦП с частотой квантования около 50 кГц. Данные записывались во внутреннюю память большого объема.

Скважинный регистратор шумов был встроен в центральную часть низа буровой колоны ближе к винтовому забойному двигателю. Измерения проводились при различных операциях бурения: бурение ротором, бурение направленное, проработка, наращивание, промывка. Были проведены два опыта соответствующие горизонтальному и вертикальному бурению. Каждое исследования проводились несколько суток, при этом количество записанных данных во внутреннюю память составило около 72 Гб. На конце буровой колонны было установлено PDC долото.

На рис. 2 представлены фотографии скважинного регистратора шума до и после проведения измерений. В процессе эксплуатации корпус прибора подвергался интенсивному разрушающему воздействию. Видно, что после эксперимента на поверхности СРШ имеются глубокие царапины и потертости.

Рис. 2

Результаты измерений

Следует отметить, что уровень сигнала меняется хаотически на несколько порядков в течение измерений. Максимально зарегистрированное значение ускорения превышает 1000 $мс^{-2}$. При этом функция распределения не отвечает нормальному закону.

Для анализа особенностей, присущим разным стадиям бурения, из всей записи для предварительного анализа были выбраны пять характерных фрагментов. Осциллограммы сигналов ускорения поперек оси буровой колонны представлены на рис. 3. Буквами обозначены следующие операции: бурение ротором – (a), направленное бурение – (b), наращивание – (c), проработка – (d) и промывка – (e). Наблюдаются вариации уровня вибраций с периодом несколько секунд, что связано с особенностями работы бурового оборудования.

Одной из основных характеристик случайного процесса является спектральная плотность мощности, которая описывает распределения энергии флуктуаций по час-

тотам. Результат их расчета для пяти исследуемых фрагментов представлен на рис. 4. Следует отметить, что по вертикальной оси отложена величина мс-2/√Гц соответствующая амплитудному распределению. Цветом закодирован тип операции бурения. Выполнена коррекция АЧХ усилителя заряда.

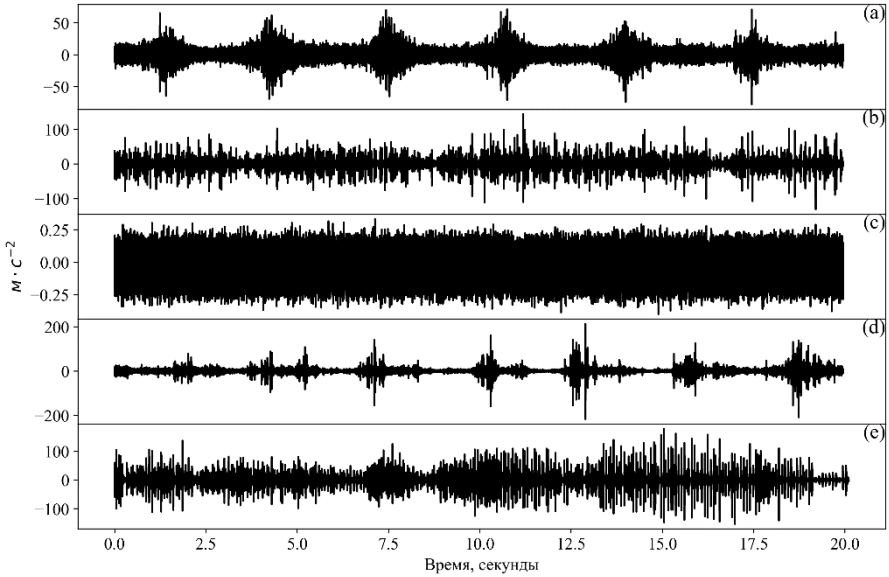


Рис. 3

Оценка спектральной плотности мощности была выполнена с помощью метода Уэлча [4]. Его суть в том, исходная запись сигнала разделяется на перекрывающиеся части. Для каждой части вычисляется спектр путем преобразования Фурье.

На рис. 4 видно, что основная энергия колебаний отвечает составляющей частотой около 25 Гц. На частотах 100-1000 Гц наблюдается плато. Далее следует спадание по степенному закону (линейная зависимость в логарифмических осях). На частотах порядка 10 кГц для некоторых операций бурения наблюдается подъем уровня шума. На частотах выше 100 Гц отсутствуют выделенные дискретные составляющие, что указывает на широкополосную природу шума.

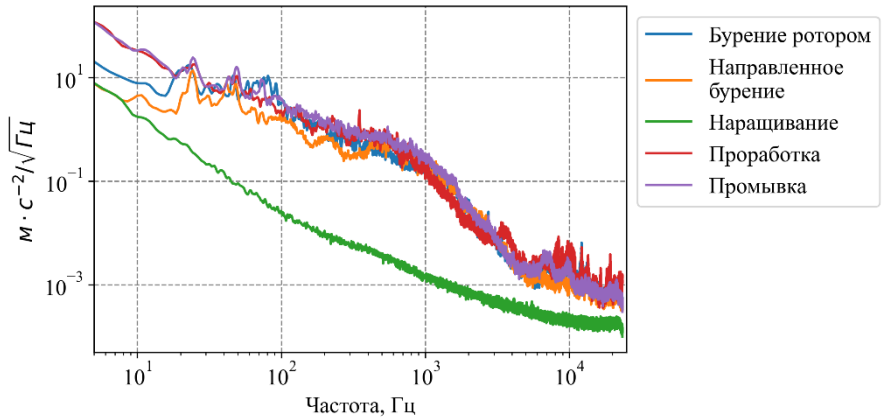


Рис. 4

Заключение

Были выполнены измерения высокочастотных колебаний буровой колонны при разных операциях бурения. Зарегистрированные значения ускорения превышают величину 1000 мс$^{-2}$. Основная энергия колебаний отвечает составляющей частотой около 25 Гц. На частотах выше 100 Гц шум можно считать случайным импульсным широкополосным. Таким образом, при проектировании скважинного оборудования с целью повышения его надежности следует обращать внимания на высокочастотные вибрации бурения.

Исследование выполнено за счет Соглашения № 075-11-2021-040.

[1] Yigit A.S., Christoforou A.P. Stick-Slip and Bit-Bounce Interaction in Oil-Well Drillstrings. // ASME. J. Energy Resour. Technol. 2006. Vol. 128, № 4. P. 268.
[2] Gao L., Gardner W.R., Robbins C., Johnson D.H., Memarzadeh M. Limits on data communication along the drillstring using acoustic waves. // SPE Reservoir Evaluation & Engineering. 2008. Vol. 11, № 4. P. 141.
[3] Myers G., Goldberg D., Rector J. Drillstring vibration: A Proxy for Identifying Lithologic Boundaries While Drilling. // Proceedings of the Ocean Drilling Program, Scientific Result. 2002.
[4] Marple Jr S. L., Carey W. M. Digital spectral analysis with applications, 1989.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫХ СИГНАЛОВ В БУРИЛЬНЫХ ТРУБАХ

В.К. Бахтин[1, 2], М.С. Дерябин[1, 2], Д.А. Касьянов[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИПФ РАН

Введение

Исследование процесса прохождения сигналов через бурильные трубы может быть применено для создания системы передачи информации по акустическому каналу образованному конструкцией скважинного оборудования. Ранее уже были предприняты попытки теоретического описания процесса распространения импульсных сигналов в бурильных трубах, см. например [1-4]. В данном случае задача осложняется тем, что трубы могут иметь сложную форму, а бурильная колонна включать в себя множество их разновидностей.

В докладе представлены некоторые результаты математического моделирования распространения импульсных сигналов в бурильных трубах. Моделирование проводилось при помощи метода конечных элементов в программном пакете COMSOL Multiphysics. Особое внимание уделялось случаю прохождения сигнала через периодические структуры, так как они часто встречаются в составе бурильной колонны. Исследовано влияние различных геометрических особенностей трубы, а также частоты заполнения и длительности излучаемого импульса на вид принимаемого сигнала.

Для проверки результатов, полученных при моделировании, был проведен натурный эксперимент.

Эксперимент по распространению акустических сигналов по трубам

Для исследования процесса распространения акустических сигналов в бурильных трубах использовался экспериментальный стенд, состоящий из макета модуля электромагнитного каротажа (модуль ЭМК), который является частью бурильной колонны, а также двух переводников, в одном из которых установлен передающий модуль. Внешний вид экспериментального стенда представлен на рис. 1, а его блок-схема – на рис. 2. Исходный сигнал формируется генератором сигналов Tektronix AFG 3022 (1), усиливается усилителем мощности У7-5 (2), далее поступает на нижний передающий модуль (7), внутри которого находится пьезокерамический преобразователь (не показан на рис. 2). Приемная часть экспериментальной установки состоит из двух пьезокерамических акселерометров B&K Type 4333 (5,6) с частотой резонанса примерно 30 кГц, двухканального кондиционирующего усилителя

Рис. 1

B&K 2690 (4) и осциллографа Tektronix DPO4034B (3).

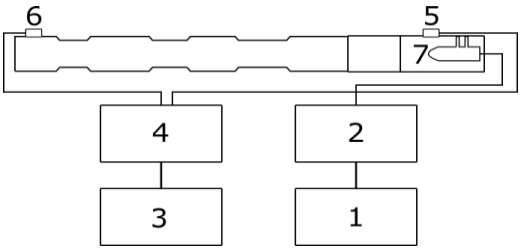


Рис. 2

Один из акселерометров (5) установлен вблизи нижнего излучающего модуля для контроля излученного импульса, а второй (6) – на другом конце экспериментального стенда, для регистрации прошедшего через трубы сигнала. Исследование проводилось в диапазоне частот 1 – 20 кГц, длительность излученного импульса всегда была равна 10 периодам импульса на частоте излучения. Частота излучения записывается в имени файла-осциллограммы. Пример осциллограмм, полученных с обоих акселерометров, представлен на рис. 3. В левой части рисунка приведен сигнал, полученный с акселерометра (5), а в правой – с акселерометра (6). Видно, что между импульсами существует задержка, связанная с распространением сигнала по экспериментальному стенду. Наличие большого числа реверберации связано с отражением импульса от концов стенда, а также других акустических неоднородностей.

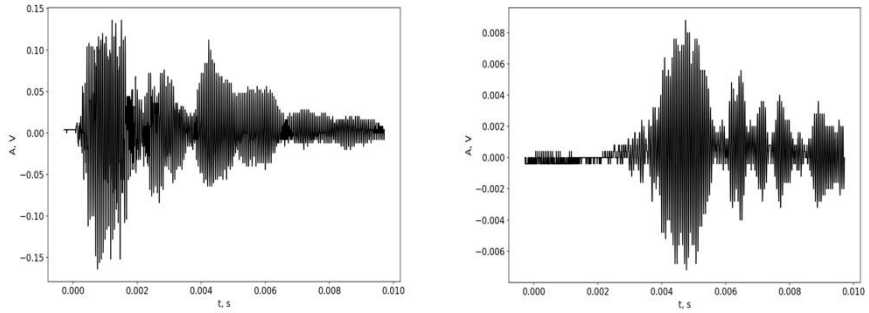


Рис. 3

Обработка данных, полученных в ходе эксперимента, происходит следующим образом:

1) Считывание частоты излучения из имени файла.
2) Загрузка файлов и взятие БПФ от осциллограмм, полученных с обоих акселерометров, разделение прямого и отраженных сигналов достигалось в данном случае путем разрешения их по времени прихода.
3) Нахождение нужных компонент в частотном спектре.
4) Нахождение коэффициента прохождения сигнала на данной частоте.

Результаты измерений

График коэффициента прохождения импульсного сигнала через модуль ЭМК представлен на рис. 4. График имеет «изрезанную» форму с множеством окон про-

зрачности и непрозрачности, что объясняется сложной геометрической формой модуля ЭМК. Следует отметить, что в частотах, близких к 10 кГц имеется заметная область непрозрачности, образование которой, скорее всего, связано с наличием на поверхности модуля ЭМК полостей для установки электромагнитных преобразователей, которые представляют собой квазипериодическую структуру.

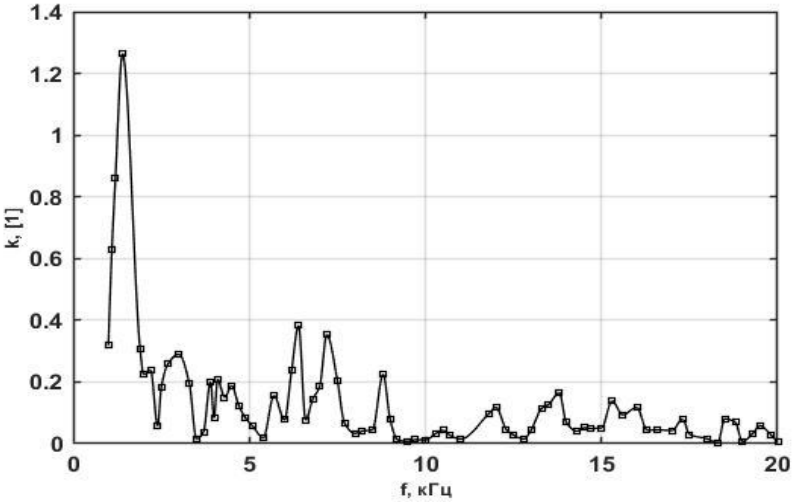


Рис. 4

Моделирование методом конечных элементов

Моделирование методом конечных элементов проводилось в программном пакете COMSOL Multiphysics. Геометрия модели была близка к экспериментальному стенду, за исключением того, что в модели не использовались два переводника, которые были в эксперименте. Для оптимизации затраченного на расчет задачи времени, моделирование проводилось в частотной области. Для того, чтобы избавится от реверберации в данном случае на обоих концам модуля ЭМК задавались «нефизические» поглощающие слои, которые полностью исключали отражение от них. График коэффициента прохождения сигнала через модуль ЭМК представлен на рис. 5. Своей «изрезанностью» он повторяет график, полученный в эксперименте, но существует значительное расхождение по абсолютным значениям. Данные расхождения связанны с резьбовыми соединениями, которые не были учтены при моделировании. Резьбовые соединения оказывают тем большее влияние, чем выше частота излучения. Из-за отсутствия двух переводников стенд стал короче на 20%, как следствие, область непрозрачности сместилась с 10 на 12 кГц.

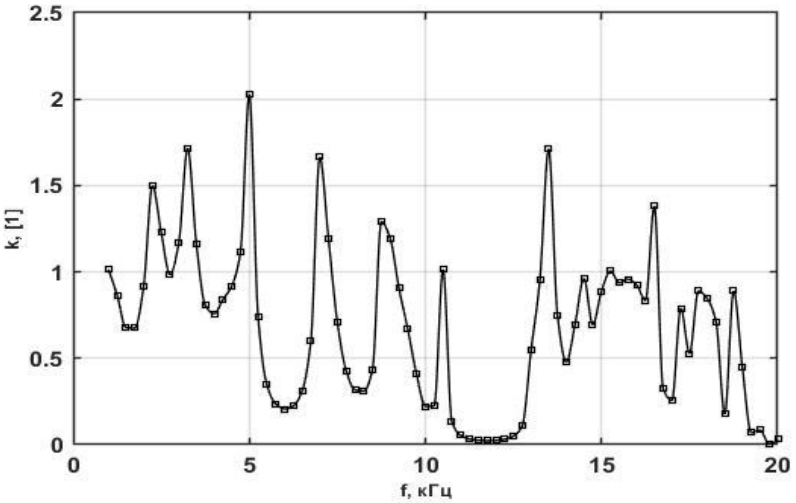


Рис. 5

Заключение

В результате работы проведен натурный эксперимент, а также моделирование методом конечных элементов для исследования коэффициента прохождения акустического сигнала через модуль ЭМК, который является одной из частей буровой колонны. Получено лишь качественное соответствие результатов, что говорит о том, что модель нуждается в дальнейшем улучшении, в частности:

- Учет поглощения и рассеяния на резьбовых соединениях.
- Учет двух переводников, используемых в эксперименте.

Исследование выполнено за счет Соглашения № 075-11-2021-040.

[1] Лапшин Б.М., Овчинников А.Л. Исследование распространения упругих волн в трубах с жидкостью при акустико-эмиссионном обнаружении утечек. // Дефектоскопия. 1998. №. 7. С. 25.

[2] Long R., Cawley P., Lowe M. Acoustic wave propagation in buried iron water pipes. // Proc. R. Soc. Lond.. 2003. Vol. 459, №. 2039. P. 2749.

[3] Muggleton J. M., Brennan M. J., Pinnington R. J. Wave number prediction of waves in buried pipes for water leak detection. // Journal of Sound and Vibration. 2002. Vol. 249, №. 5. P. 939.

[4] Muggleton J. M., Brennan M. J., Linford P. W. Axisymmetric wave propagation in fluid-filled pipes: wave number measurements in invacuo and buried pipes. // Journal of Sound and Vibration. 2004. Vol. 270, №. 1. P. 171.

СОЗДАНИЕ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СРЕДЫ

Д.Е. Балыкин[2)], В.К. Бахтин[1, 2)], М.С. Дерябин[1, 2)], Д.А. Касьянов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Введение

Знания об акустических свойствах различных компаундов необходимы для создания эффективных широкополосных преобразователей. В то же время, измерение акустических свойств компаундов во время отвердевания является трудоемкой задачей в силу того что время отвердевания некоторых из них может составлять десятки часов. Эксперименты по данной теме проводились и ранее, например [1-3]. Основной же целью данной работы является создание стенда для автоматизации измерений, а также повторение эксперимента с эпоксидной смолой ЭД-20.

В работе представлено описание автоматизированного экспериментального стенда, позволяющего измерять акустические характеристики компаундов, такие как скорость звука и коэффициент затухания в процессе отвердевания, а также приведены результаты предварительных экспериментов.

Экспериментальная установка и методика эксперимента

Для исследования процесса отвердевания различных компаундов была разработана специальная установка, внешний вид которой представлен на рис. 1. Основной частью экспериментального стенда является кювета, состоящая из трех секций (рис. 2), в две из которых устанавливаются ультразвуковые преобразователи Olympus Panametrics с центральной частотой 500 кГц, а в третью, центральную, помещается исследуемая среда. Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Излучающая часть стенда состоит из генератора сигналов Tektronix AFG 3102 (1), усилителя мощности Amplifier Research 75A250 (2) и преобразователя Olympus Panametrics (6). Приемная часть – из такого же пьезокерамического преобразователя Olympus Panametrics (7), осциллографа Tektronix TDS 2002 (3) и персонального компьютера (4), который управляет экспериментальным стендом посредством ПО написанного в среде LabView, а также записывает в память осциллограмму принятого сигнала. Дата и время измерения записываются в имя файла. Перед началом измерения один раз запи-

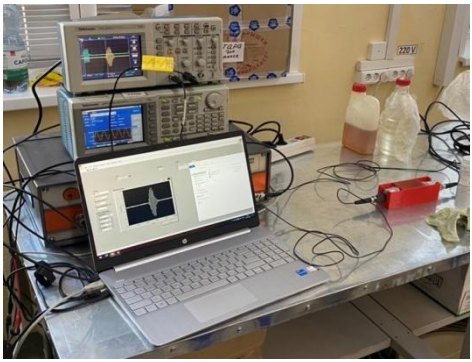


Рис. 1

Рис. 2

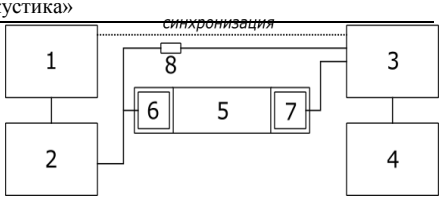


Рис. 3

сывается сигнал, идущий на излучение, который поступает с выхода усилителя через пробник напряжения Tektronix (8) с ослаблением 1:10 на второй канал осциллографа. Синхроимпульс поступает с генератора (1) на вспомогательный вход осциллографа (3).

Акустический импульс излучается одним преобразователем (6), а регистрируется другим (7). Осциллограмма принятого импульса, а также дата и время измерения записываются в файл. Уровень сигнала и задержка распространения могут сильно меняться в процессе отвердевания, поэтому для того чтобы обеспечить оптимальную регистрацию сигнала, был разработан механизм автоподстройки, реализующий алгоритм бинарного поиска. Запись осциллограммы принятого сигнала происходит автоматически каждые 2 минуты. Пример осциллограмм принятого сигнала (желтая линия), и сигнала, идущего на излучение (синяя линия), на экране осциллографа представлен на рис. 4. Период следования импульсов равен 50 мс, частота заполнения – 450 кГц, длительность – 5 периодов на частоте излучения.

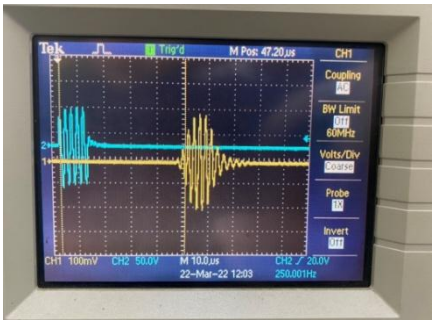


Рис. 4

Подготовка перед предварительным экспериментом проводится следующим образом:

1) Вакумизация смолы ЭД-20. В силу того, что пузырьки воздуха существенно меняют характеристики среды, в т.ч. её коэффициент нелинейности, перед началом эксперимента смолу нужно тщательно вакумизировать в течение не менее чем 20 минут.
2) Добавление отвердителя (полиэтиленполиамин) в расчете 1 часть на 20 частей смолы. В эксперименте используется малое количество отвердителя с целью замедления процесса отвердевания.
3) Тщательное перемешивание компонентов до образования однородной смеси.
4) Вакумизация смеси, для того чтобы избавится от пузырьков воздуха, появившихся в процессе перемешивания.
5) Помещение получившейся смеси в кювету, установка преобразователей. Рабочая поверхность преобразователей смазывается медицинским гелем с целью улучшения акустического контакта.
6) Запуск автоматизированной системы измерения.

Алгоритм обработки данных

Данные, полученные в эксперименте, обрабатывались по следующей схеме:

0. Получение списка файлов

Далее, для каждой осциллограммы:

1. Считывание даты и времени записи из названия файла.

2. Нахождение локальных экстремумов, соответствующих максимумам импульса.

3. Определение задержки распространения по координате первого максимума, определение скорости звука в среде.

4. Вычисление БПФ от фрагмента осциллограммы длинной 4 периода на частоте излучения, начиная с координаты первого экстремума

5. Нахождение амплитуд первой и второй гармоники, вычисление величины, пропорциональной коэффициенту нелинейности по формуле:

$$\varepsilon(t) = \frac{A_2(t) \times C^4(t)}{A_1^2(t)}$$

Результаты измерений

Эксперимент проводился в течение примерно 50 часов, за которые было записано

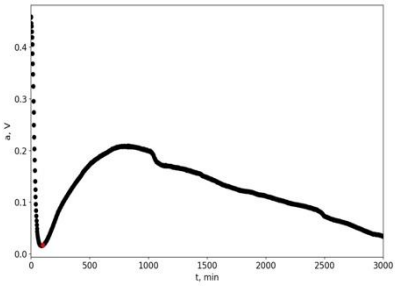


Рис. 5

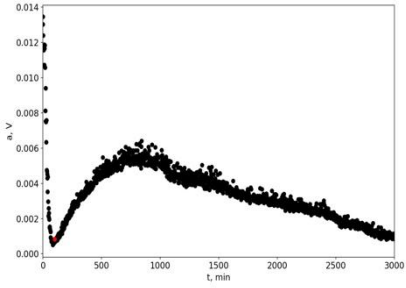


Рис. 6

в общей сложности 2000 осциллограмм. Зависимость амплитуд первой и второй гармоники от времени представлена на рис. 5 и рис. 6 соответственно.

По графикам видно, что амплитуды первой и второй гармоник монотонно снижаются, достигая своего минимума примерно к 100 минуте от начала эксперимента. Этот минимум связан с фазовым переходом эпоксидной смолы. Спустя 750 минут после начала эксперимента достигается максимум амплитуд первой и второй гармоник, что объясняется утратой медицинским гелем своих свойств и ухудшением согласования.

График скорости звука в эпоксидной смоле в зависимости от времени представлен на рис. 7. Скорость звука монотонно нарастает на протяжении всего эксперимен-

та, стремясь к значению 1400 м/с, что хорошо согласуется с результатами, получен-

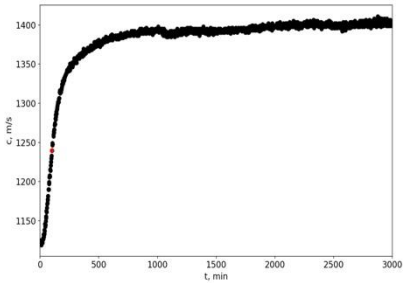


Рис. 7

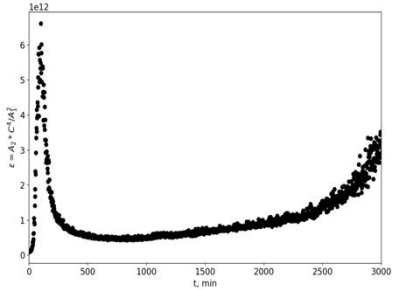


Рис. 8

ными ранее [3].

График зависимости величины пропорциональной коэффициенту нелинейности от времени представлен на рис. 8. Зависимость имеет характерный экстремум при t = 100 мин, что подтверждает предположение о фазовом переходе в эпоксидной смоле.

Заключение

Разработана автоматизированная установка для динамического измерения акустических параметров среды. Установка нуждается в дальнейшем усовершенствовании: внедрение термопары для измерения температуры среды, так как скорость звука зависит от температуры среды, а среда нагревается по мере протекания химической реакции.

Проведены предварительные эксперименты, повторяющие проведенные ранее измерения параметров эпоксидной смолы ЭД-20.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда, проект № 19-12-00256

[1] Римлянд В.И., Кондратьев А.И., Казарбин А.В., Калинов Г.А. Исследование кинетики процесса полимеризации акустическими методами. // Физика: фундаментальные исследования, образование : тез. докл. краев. науч. конф. – Хабаровск, 1998. С. 24.

[2] Римлянд В.И., Кондратьев А.И., Казарбин А.В., Иванов В.А. Контроль механических параметров материалов на основе эпоксидных смол акустическими методами. // Дефектоскопия. 1994. № 9. С. 41.

[3] Дерябин М.С, Касьянов Д.А., Курин В.В. Экспериментальное исследование акустических параметров эпоксидной смолы в процессе полимеризации. // Ученые записки физического факультета МГУ. 2017. № 10. 1750914.

ОТРАЖЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ОТ ДВИЖУЩИХСЯ ОБЪЕКТОВ – ЖЕСТКОГО ПОЛУПРОСТРАНСТВА И ПОЛУПРОНИЦАЕМОЙ ПЛОСКОСТИ

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение

Рассмотрим падение звуковой волны на движущуюся границу раздела сред. Результаты решения аналогичной задачи для электромагнитного поля хорошо известны (см. [1]). Решение акустической задачи имеет особенности – здесь нельзя опираться на релятивистские формулы преобразования электрического и магнитного поля (как это часто делается при рассмотрении электромагнитной задачи [1]). Будет использован «прямой» метод.

Пусть ниже границы раздела находится абсолютно жесткая среда (выше – «обычная» среда, поддерживающая распространение упругих волн). Граничное условие на поверхности раздела должно быть нулевым. Пусть единичный вектор нормали к границе раздела $\boldsymbol{s}$ направлен вниз (при этом сама поверхность раздела расположена горизонтально). Волновой вектор $\boldsymbol{k}$ падающей волны направлен вниз и не является параллельным вектору $\boldsymbol{s}$.

Методика решения задачи

Запишем выражение для падающей волны:

$$u_0 = A_0 exp\,(-i\omega\left(t - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{r}}{V}\right)). \qquad (1)$$

Здесь V – скорость звука, $\boldsymbol{r}$ – радиус вектор, $\hat{\alpha}$ – оператор поворота.

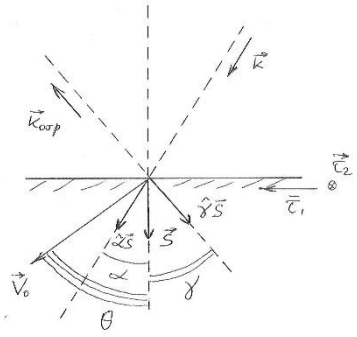


Рис. 1

Фактически волновой вектор падающей волны так связан с вектором нормали:

$$\frac{\boldsymbol{k}}{|\boldsymbol{k}|} = \hat{\alpha}\boldsymbol{s}. \tag{2}$$

Упростим задачу, приняв, что векторы $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{s}$ и $\boldsymbol{V}_0$ (вектор скорости точек границы) лежат в одной плоскости (см. рис. 1). Запишем уравнение движущейся плоскости раздела:

$$\boldsymbol{r} = \boldsymbol{V_0}t + \boldsymbol{\tau}_1\xi_1 + \boldsymbol{\tau}_2\xi_2. \tag{3}$$

Здесь $\boldsymbol{V}_0$ – скорость движения точек плоскости раздела, $\boldsymbol{\tau}_1$, $\boldsymbol{\tau}_2$ – единичные перпендикулярные между собой векторы, параллельные этой плоскости, ξ_1, ξ_2 – произвольные параметры.

Падающая волна в точках движущейся плоскости записывается так:

$$u_0|_S = A_0 exp\,(-i\omega\left(1 - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}\right)t) exp\,(i\frac{\omega}{V}\{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{\tau}_1\xi_1 + (\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{\tau}_2\xi_2\}). \tag{4}$$

Предположим, что отраженная волна имеет следующий вид:

$$u_1 = -A_1 exp\,(-i\omega\left(\frac{1 - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}{1 + \frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}\right)\left(t + \frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{r}}{V}\right)). \tag{5}$$

Из формулы (5) видно, что направление волнового вектора отраженной волны определяется оператором $\hat{\gamma}$.

Здесь можно в соответствии с рисунком 1 привести выражения для скалярных произведений, входящих в формулы (1), (4) и (5):

$$(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0} = V_0\,cos(\theta - \alpha), \qquad (\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0} = V_0 cos\,(\theta + \gamma)\,. \tag{6}$$

Также уместно заметить, что в формулу (5) входит преобразованная при отражении частота:

$$\omega_1 = \omega\left(\frac{1 - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}{1 + \frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}\right) = \omega(\frac{1 - \frac{V_0 cos\,(\theta - \alpha)}{V}}{1 + \frac{V_0 cos\,(\theta + \gamma)}{V}}). \tag{7}$$

Если подставить в формулу (5) уравнение движущейся плоскости, мы будем иметь:

$$u_1|_S = -A_1\,exp\left(-i\omega\left(1 - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}\right)t\right)\cdot$$
$$\cdot\,exp\,(-i\omega\left(\frac{1 - \frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}{1 + \frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}\right)\left\{\frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{\tau}_1\xi_1}{V} + \frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{\tau}_2\xi_2}{V}\right\}). \tag{8}$$

При сравнении выражений (8) и (4) становится ясно – для выполнения нулевого граничного условия в точках движущейся плоскости требуется выполнение двух равенств. Первое: A_1=A_0, второе:

$$i\omega(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\left\{\frac{\boldsymbol{\tau}_1\xi_1}{V}+\frac{\boldsymbol{\tau}_2\xi_2}{V}\right\}=-i\omega\left(\frac{1-\frac{(\hat{\alpha}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}{1+\frac{(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\boldsymbol{V_0}}{V}}\right)(\hat{\gamma}\boldsymbol{s})\left\{\frac{\boldsymbol{\tau}_1\xi_1}{V}+\frac{\boldsymbol{\tau}_2\xi_2}{V}\right\}. \quad (9)$$

Равенство (9) должно выполняться при любых значениях параметров ξ_1 и ξ_2. Наша задача – подобрать $\boldsymbol{\tau}_1$, $\boldsymbol{\tau}_2$ и $\hat{\gamma}$. Вектор $\boldsymbol{\tau}_2$ удобно считать перпендикулярным этой плоскости. Тогда необходимо, чтоб неизвестный поворот удовлетворял равенству

$$-\big(\hat{\alpha}(\boldsymbol{s})\big)\boldsymbol{\tau}_1\left(1+\frac{\big(\hat{\gamma}(\boldsymbol{s})\big)\boldsymbol{V_0}}{V}\right)=\left(1-\frac{\big(\hat{\alpha}(\boldsymbol{s})\big)\boldsymbol{V_0}}{V}\right)\big(\hat{\gamma}(\boldsymbol{s})\big)\boldsymbol{\tau}_1. \quad (10)$$

Удобно придать этому равенству тригонометрическую форму, обратившись к рисунку 1, из которого следует, что угол α – это угол между вектором $\boldsymbol{s}$ и вектором $\hat{\alpha}\boldsymbol{s}$, отсчитываемый по часовой стрелке, а угол γ – угол между вектором $\boldsymbol{s}$ и вектором $\hat{\gamma}\boldsymbol{s}$, отсчитываемый против часовой стрелки. Эти углы связаны следующим уравнением:

$$sin\alpha\left(1+\frac{V_0}{V}cos(\theta+\gamma)\right)=\left(1-\frac{V_0}{V}cos(\theta-\alpha)\right)sin\gamma. \quad (11)$$

В этом выражении θ – угол между вектором $\boldsymbol{s}$ и вектором $\boldsymbol{V}_0$, отсчитываемый по часовой стрелке. Углы θ и α заданы условиями задачи, а угол γ мы находим из уравнения (11).

Рассмотрим теперь аналогичную задачу, когда отражение происходит не от движущейся границы раздела, а от движущейся тонкой δ-образной полупроницаемой пленки. Если бы мы рассматривали электромагнитную задачу, то в момент пересечения пленкой плоскости y=0 диэлектрическая проницаемость пространства определялась бы следующей формулой:

$$\varepsilon=1+M\delta(y). \quad (12)$$

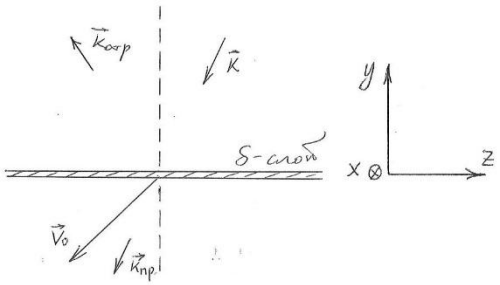


Рис. 2

Вернемся к акустической задаче. Будем считать, что падающая волна такая же, как в случае только что рассмотренного отражения от движущегося бесконечно жесткого полупространства (см. (1)). Отраженную волну тоже возьмем такую же, как в предыдущем случае (см. (5)). Предположим, что прошедшая через пленку волна движется в том же направлении (и с той же частотой), что и падающая. То есть она тоже определяется выражением (1), но с точностью до замены амплитуды (A_0 заменится на B_1).

Граничные условия на движущейся пленке зададим такие:

$$u|_{S+} = u|_{S-}, \quad \left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_{S+} - \left.\frac{\partial u}{\partial n}\right|_{S-} = -Gu|_{S+}. \tag{13}$$

Здесь G – некоторая константа. Разумно допустить, что она зависит от частоты в той системе отсчета, где «обычная» среда (среда за пределами пленки) неподвижна. Для электромагнитного варианта задачи (случай ТЕ-волны, если z считать продольной координатой) можно принять, что u – это одна из компонент векторного потенциала (A_x), $G=M\omega^2/c^2$. В результате решения задачи мы получим для углов уравнение, совпадающее с (11).

Выражение для амплитуды отраженной волны будет таким:

$$A_1 = A_0\left(1 - \frac{\cos\alpha + \frac{\omega_1}{\omega}\cos\gamma}{\cos\alpha + \frac{\omega_1}{\omega}\cos\gamma - i\frac{V}{\omega}G}\right). \tag{14}$$

Частота ω_1 определяется формулой (7). Также запишем выражение для амплитуды прошедшей волны:

$$B_1 = A_0\frac{\cos\alpha + \frac{\omega_1}{\omega}\cos\gamma}{\cos\alpha + \frac{\omega_1}{\omega}\cos\gamma - i\frac{V}{\omega}G}.$$

Выводы

И задача о падении акустической волны на движущееся абсолютно жесткое полупространство, и задача о падении волны на движущуюся тонкую пленку решены в предположении, что вектор нормали, волновой вектор и вектор скорости полупространства (и пленки) лежат в одной плоскости. Полученные результаты при нормальном падении на движущееся вдоль нормали абсолютно жесткое полупространство не отличаются от известных формул для отражения электромагнитной волны от движущегося зеркала [1]. Для случая падения на движущуюся полупроницаемую пленку важным результатом является сонаправленность волны, прошедшей через пленку и падающей волны.

[1] Болотовский Б. Н., Столяров С. Н. Отражение света от движущегося зеркала. УФН 159 155 (1989).

[2] Весницкий А. И. Волны в системах с движущимися границами и нагрузками – М: Физматлит, 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОСЕДАНИЯ ЭРИТРОЦИТОВ В ПОЛЕ СТОЯЧЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ГИПЕРГЛИКЕМИИ И ГИПЕРХОЛЕСТЕРОЛЕМИИ

Д.Д. Норкина[1)], А.В. Клемина[1)], В.Ю. Спирина[1)], Т.А. Веселова[1)], В.А. Клемин[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ООО «фирма «БИОМ»

Повышение как уровня глюкозы в крови, так и холестерина может приводить к структурным изменениям эритроцитов и их мембран, как следствие, к гемореологическим нарушениям, в частности к ускорению агрегации клеток [1]. Структурно-функциональные перестройки эритроцитов могут свидетельствовать о тяжести патологических состояний и наличии гипоксических повреждений тканей [2]. Изучение изменений поведения клеток крови имеет важное значение для оценки тяжести патологий и эффективности проводимой терапии [3]. Актуален поиск эффективных экспресс-методов оценки реологических параметров эритроцитов. Акустические исследования физических параметров оседания эритроцитов в биообразцах позволяет точно, быстро и с затратой малого числа реагентов оценить агрегационные свойства клеток. В связи с этим, цель работы – изучение агрегационных свойств эритроцитов при гипергликемии и гиперхолестеролемии.

Методы и материалы

Еще в 19 веке было известно, что объект в звуковом поле подвергается воздействию радиационной силы. Биомедицинское значение этого эффекта было впервые продемонстрировано в 1971, когда обнаружили, что красные кровяные тельца в кровеносных сосудах в естественных условиях могу собираться в стоячих акустических волнах на расстоянии половины длины волны, т.е. в узлах стоячей ультразвуковой волны.

Нашей задачей было изучение оседания эритроцитов в цельной крови, помещенной в акустический интерферометр постоянной длины. Все исследования проводились на АКБа – 01 - «БИОМ®» (рис. 1). Работа прибора

Рис. 1

основывается на методе интерферометра фиксированной длины, который позволяет измерять скорость и поглощение ультразвука в малых (менее 0.1 мл) объемах жидкости. В интерферометре постоянной длины эритроциты под воздействием акустической радиационной силы смещаются в узлы стоячей ультразвуковой волны, агреги-

руют между собой и за время порядка 2-3 минут оседают в акустической ячейке. Этот процесс регистрируется.

Материалами исследования служили образцы цельной крови пациентов с сахарным диабетом (СД), атеросклерозом (АС) и сахарным диабетом, протекающим совместно атеросклерозом (СД+АС). Контролем служили образцы цельной крови практически здоровых доноров.

Концентрацию глюкозы в крови оценивали с использованием реагентов «ГЛЮКОЗА ДДС», содержание гликированного гемоглобина (HbA1c) с помощью реагентов «ГЛИКОГЕМОТЕСТ». Оценку содержания общего холестерола, ЛПНП, триглицеридов в крови выполняли с использованием наборов реагентов «Диакон-ДС».

Результаты

В исследованиях показано, что у пациентов с сахарным диабетом и комбинированном состоянии наблюдалась гипергликемия, которая сопровождалась активацией процессов гликирования белков, о чём свидетельствовало повышение содержания гликированного гемоглобина в крови пациентов. У пациентов с атеросклерозом данные показатели не отличались от контрольной группы (см. рис. 2 и 3).

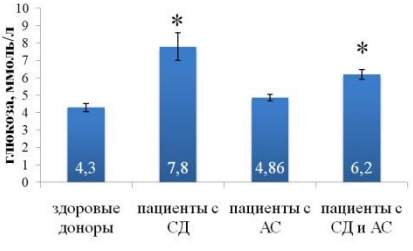


Рис. 2

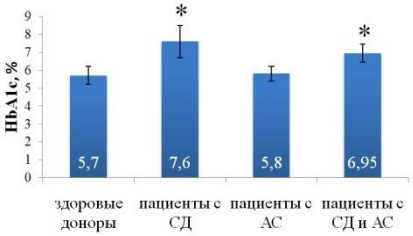


Рис. 3

Показатели липидного профиля у пациентов с атеросклерозом и смешанной форме патологии повышены, при этом у пациентов с сахарным диабетом данные показатели не отличались от таковых у здоровых доноров (см. рис. 4).

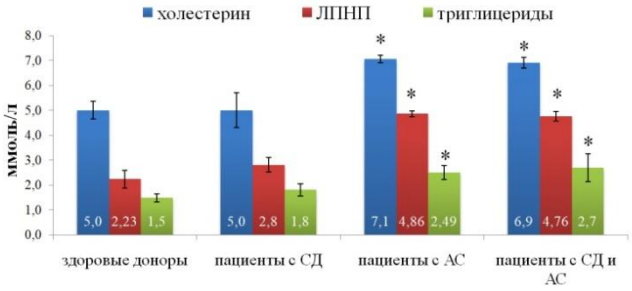


Рис. 4

Скорость оседания эритроцитов ассоциирована с их агрегацией [4]. В крови пациентов, как с гипергликемией, так и с гиперхолестеролемией наблюдалась более быстрая агрегация и оседание эритроцитов по сравнению с таковыми у здоровых доноров. В крови пациентов с сахарным диабетом АКП снижался и достигал своего минимума в среднем в течение 30 секунд после начала измерения (см. рис. 5), а у пациентов с атеросклерозом в среднем в течение 75 секунд (см. рис. 6). В норме АКП снижался медленно, приближаясь к минимальным значениям к концу измерения (см. рис. 7).

Повышение скорости агрегации эритроцитов может быть обусловлено снижением отрицательного поверхностного заряда клеток вследствие накопления гликированных белков в мембране эритроцитов в случае гипергликемии, и накопления холестерина в мембране эритроцита в случае гиперхолестеролемии [1, 5]. У пациентов с совместно протекающим атеросклерозом и сахарным диабетом, снижения АКП не наблюдали, что может говорить о ещё более высокой скорости оседания эритроцитов, активной агрегации клеток, как следствие гипоксии тканей и органов (см. рис. 8).

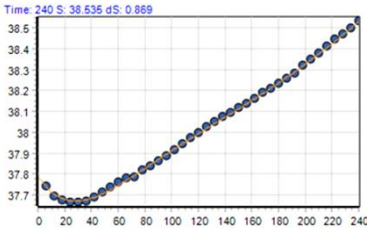


Рис. 5

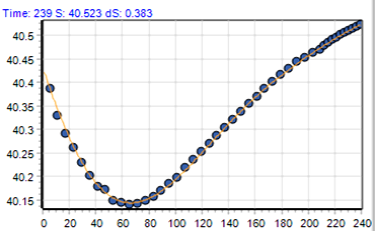


Рис. 6

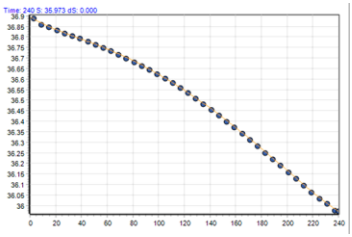


Рис. 7

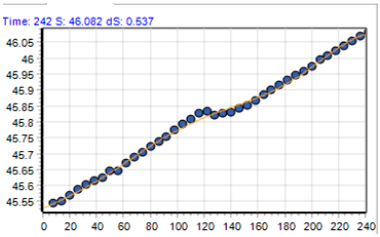


Рис. 8

На основании полученных результатов мы можем сделать предварительные выводы о возможности включении исследования процесса оседания эритроцитов с помощью акустического анализатора АКБа – 01 - «БИОМ®» в комплексную диагностику осложнений, таких патологических состояний, как гипергликемия и гиперхолестеролемия. Нарушения агрегационных свойств эритроцитов могут служить одним из критериев наличия гипоксии тканей и органов у пациентов с высоким содержанием холестерола и сахара в крови.

[1] Babu N. Hemorheological study on erythrocyte aggregation in patients with type 2 diabetes mellitus without cholesterol and with hyper cholesterol // Thrombosis Update. 2021. Vol. 5. P. 100085.

[2] Фабричнова А.А., Куликов Д.А., Мисникова И.В., Ковалева Ю.А., Семенов А.Н., Приезжев А.В., Кошелев В.Б. Изменения реологических свойств крови при сахарном диабете // Эндокринология: Новости. Мнения. Обучение. 2018. Т. 7, № 2. С. 26.

[3] Боровская М.К., Кузнецова Э.Э., Горохова В.Г., Корякина Л.Б., Курильская Т.Е., Пивоваров Ю.И. Структурно-функциональная характеристика мембраны эритроцита и ее изменения при патологиях разного генеза // Бюллетень ВСНЦ СО РАМН. 2010. Т. 3, № 73. С. 334.

[4] Хотим Е.Н., Жигальцов А.М., Аппаду К. Синдром ускоренной СОЭ в практике врача: интерпретация и вопросы тактики // Журнал Гродненского государственного медицинского университета. 2015. № 1. С. 129.

[5] Koter M., Franiak I., Strychalska K., Broncel M., Chojnowska-Jezierska J. Damage to the structure of erythrocyte plasma membranes in patients with type-2 hypercholesterolemia // The International Journal of Biochemistry & Cell Biology. 2004. Vol. 36, № 2. P. 205.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ШУМОВ НА ВЫХОДЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ РЕШЕТКИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.И. Хилько[1, 2], К.А. Сидоров[1, 2], А.А Антонов [2], Е.А. Мареев[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ИПФ РАН

Работа посвящена изучению особенностей формирования аддитивных шумов моря и поверхностной реверберации на выходе фазированной вертикальной антенны, помещенной в плоскослоистый флуктуирующий волновод с двумерным переменным дном. В рамках геометрической акустики выполнены расчеты шумов для различных типов рефракционных волноводов в условиях прибрежной акватории. По результатам исследования сделан вывод, что наибольший вклад принадлежит областям мелководья, сосредоточенным вблизи излучающей и приемной антенн. Существенную роль при формировании шумов играют также направления главных лепестков диаграмм антенн.

Введение

Разработка акустических систем подводного наблюдения требует учета влияющих на эффективность их работы факторов: геофизические параметры среды распространения звука, статистика изменений гидросферы и атмосферы, и свойства предполагаемых наблюдаемых объектов. Учет указанных факторов позволяет выбрать оптимальные параметры системы. Основным критерием качества системы наблюдения служит обычно обеспечиваемое в ней отношение «полезный сигнал/шум», повышение которого является главной задачей оптимизации. Один из вариантов решения этой задачи — использование узконаправленных излучающих/приемных антенных решеток. Данная работа продолжает исследования [1-3].

Модель аддитивного шума на выходе фазированной антенны

Возникающие в малом приповерхностном слое стационарные шумы моря связаны с ветровым волнением, деятельностью водных и надводных объектов. Формирование аддитивных шумов будем изучать для акватории, представляющей собой пролив между двумя островами. На рисунке 1 представлено размещение излучающей антенны (ИА) из 16 элементов (точка S) и приемной антенны (ПА) из 64 ненаправленных гидрофонов (точка R), и эффективные диаграммы направленности антенн для различных радиусов корреляции поверхностных источников шума (углы нацеливания антенн $\vartheta_0^{(R)} = 40°$, $\vartheta_0^{(S)} = 10°$). Точку $\boldsymbol{T}$ волновода будем использовать как «точку нацеливания», используя углы ϑ_0 прихода лучей от этой точки в центральные точки антенн как углы нацеливания.

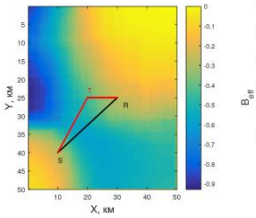
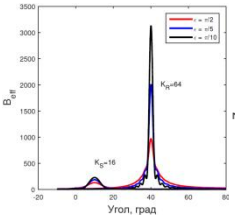


Рис. 1



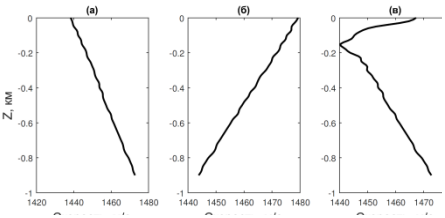


Рис. 2

Аддитивные шумы моря и поверхностная реверберация приносятся в приемную антенну лучами, соединяющими ее с поверхностью. При расчетах лучей, выходящих из центра приемной антенны, ограничимся лишь первыми их выходами на поверхность. При этом считаем, что лучи не покидают своих начальных вертикальных плоскостей (пренебрежем горизонтальной рефракцией). Даже в том случае, когда скорость звука зависит только от глубины (плоскослоистый волновод), траектории лучей в различных вертикальных плоскостях, проходящих через ПА, могут качественно различаться вследствие их отражений от дна, профиль которого зависит от плоскости сечения.

Вклады различных областей акватории в формирование аддитивных шумов и реверберации не одинаковы. Множество точек первого выхода лучей от ПА на поверхность образует ту активную область (АОШ), из которой приходят наиболее интенсивные шумы. При неравномерном распределении в акватории поверхностных источников шумов расчет АОШ является одним из важных этапов оптимального размещения ПА.

Расположение АОШ в акватории определяется расположением и заглублением антенны, профилем скорости звука, профилем дна. Как показывают расчеты, при любом типе рефракции наибольший вклад вносят области, расположенные непосредственно над приемной антенной, а также области мелководья. В отсутствие рефракции АОШ обычно совпадает со всей поверхностью акватории, но при наличии градиента скорости звука эта область становится ограниченной вследствие рефракции и/или отражений лучей от криволинейного дна. С увеличением градиента АОШ все более концентрируется над ПА. На рисунке 3 представлен вид АОШ для трех типов рефракции. Левая колонка: совокупная АОШ для диапазона углов ния ПА $-10^\circ < (\vartheta_0)_s < 10^\circ$; правая колонка: АОШ для угла нацеливания ПА, соответствующего приему сигнала из точки $\boldsymbol{T}$. Интенсивности шумов, приходящих от конкретных точек поверхности, зависят (помимо плотности шума в этих точках) также от параметров соответствующих лучей и диаграммы направленности ПА: при узкой диаграмме интенсивные шумы приходят лишь из малой части АОШ.

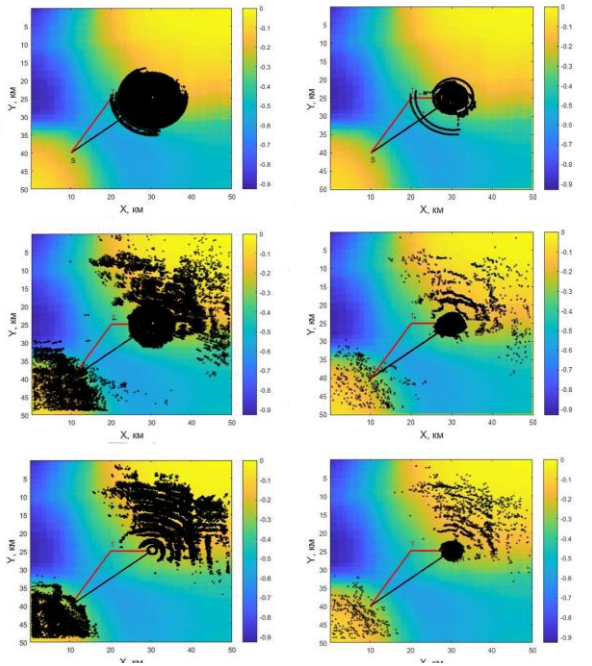


Рис. 3

Модель поверхностной реверберации

Поверхностная реверберация возникает при рассеянии падающей от источника волны на взволнованную свободную поверхность моря. Область реверберации (ОР), то есть множество точек поверхности, от которых в ПА приходит поверхностная реверберация, это часть АОШ, соединенная лучами как с ПА, так и с ИА. Положение ОР определяется положениями антенн, профилем скорости звука, батиметрией и может быть априорно рассчитано, исходя из средних значений указанных параметров. В каждой конкретной ситуации основная реверберация приходит лишь из части ОР, так как ее интенсивность зависит от нацеливания ИА и ПА, силы и направления ветра.

Рассчитаем поверхностную реверберацию в приближении узкой диаграммы ПА. При этом для коэффициента поверхностного рассеяния воспользуемся формулой резонансного (брэгговского) рассеяния [5]. В качестве углов нацеливания излучающей и приемной антенн используем углы выхода лучей, приходящих из центральных точек антенн в точку нацеливания ***T***.

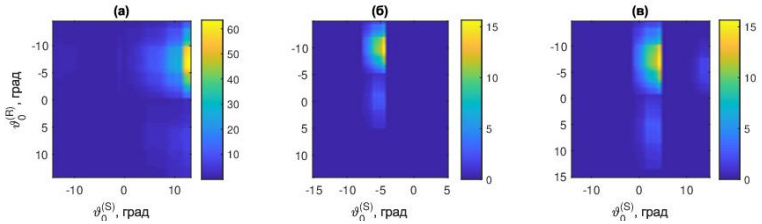


Рис. 6

На рисунке 5 показана интенсивность реверберации для трех типов рефракции при различных углах нацеливания антенн в точку ***T***. Как видно из рис. 5, при любом типе рефракции интенсивность реверберации существенно зависит от углов нацеливания.

Выводы

Моделирование процессов формирования аддитивных шумов моря и поверхностной реверберации, приходящих на приемную фазированную антенную решетку, помещенную в случайно-неоднородный флуктуирующий океанический волновод, показывает, что вклад различных областей поверхности моря существенно различен. Наибольший вклад принадлежит областям мелководья, сосредоточенным вблизи излучающей и приемной антенн. Существенную роль при формировании шумов играют также направления главных лепестков диаграмм антенн, что позволяет управлять отношением «сигнал/шум» для успешного решения задач мониторинга.

Работа выполнена в рамках государственного заказа ИПФ РАН по теме № 0030-2021-0009

[1] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т 49, № 5. С. 369.
[2] Раевский М.А., Лучинин А.Г., Бурдуковская В.Г., Хилько А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 3. С. 210.
[3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.
[4] Салин М. Б. и др. Численное моделирование брэгговского рассеяния звука на поверхностном волнении при различных значениях параметра Рэлея // Акуст. журн. 2014. Т. 60, №. 4. С. 413.
[5] Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1982, 264 с.
[6] Урик Р.Д. Основы гидроакустики. – Л.: Судостроение, 1978, 444 с.
[7] Гнеденко Б.В. Курс теории вероятностей. – М.: Наука, 1988, 448 с.
[8] Орлов Ю.И., Кравцов Ю.А. Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука, 1980.
[9] Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля – М.: Наука, 1978. Т. 464, с. 4.

РАЗРАБОТКА, ИЗГОТОВЛЕНИЕ, МЕТОДИКА ПРОВЕРКИ И КОНТРОЛЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.А. Антонов[2)], А.Н. Суханов[1)], К.А. Сидоров[1)], А.И. Хилько[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Историческая справка

На заре низкочастотных гидроакустических исследований применялись электродинамические излучатели мембранного типа (рис. 1). У таких излучателей высокая добротность, большая мощность, но узкая полоса излучения, 1-2 Гц. [1].

Рис. 1

Дальнейшее инженерное развитие позволило создать пьезокерамические излучатели, состоящие из двух конусов, соединенных широкими частями, внутри которых вертикально располагался движитель – пьезокерамический столб (рис. 2 и рис. 3). У этих излучателей была широкая полоса, высокая мощность, но большие массо-габаритные характеристики, что не позволяло применять их в низком диапазоне частот.

В 90-х годах в Канаде был разработан малогабаритный низкочастотный (по соотношению массо-габаритных характеристик) продольно-поперечный излучатель, удовлетворяющий современным потребностям в гидроакустическом зондировании и гидролокации, а так же для использования в подводной звуковой связи из-за возможности излучать сложно-модулированные сигналы (рис. 4). Нерешенной проблемой до

Рис. 2

Рис. 3

настоящего времени являлся вопрос надежной герметизации прорезей в корпусе, которая бы не влияла на амплитудно-частотные характеристики излучателя. Таким образом, сформировались требования к современным излучателям:

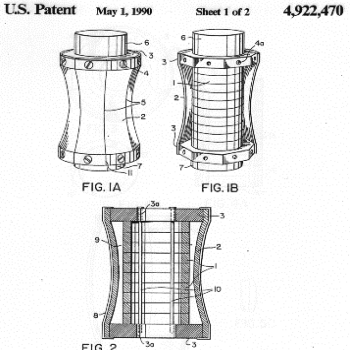


Рис. 4

1) Точная установка частоты
2) Широкая полоса излучения
3) Малый вес
4) Малые габариты

Изготовление излучателя

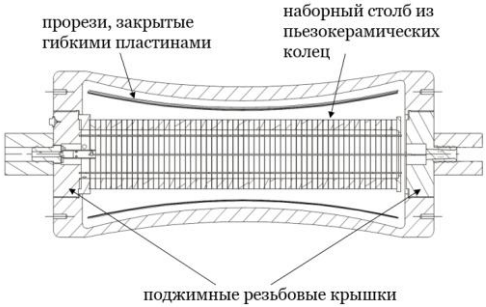


Рис. 5

Основываясь на опыте и развитии изготовления излучателей, в ИПФ РАН был изготовлен низкочастотный малогабаритный широкополосный излучатель (рис. 5), отвечающим изложенным выше требованиям. Проблема герметизации была решена использованием специальной формы гибких полиутретановых пластин специальным образом вклеенных в прорези излучателя, на что имеется патент [2]. Пластины полностью повторяют геометрию и кривизну внешней поверхности излучателя и щелей (рис. 6, рис. 7).

Рис. 6

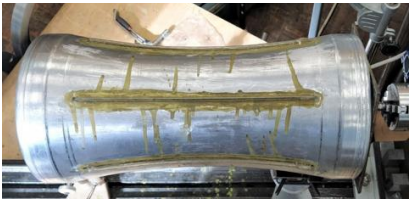


Рис. 7

Испытания и подстройка частоты

Дальнейшие испытания в гидроакустическом бассейне ИПФ РАН позволяют получить коэффициент понижения частоты излучения в воде, для данного типа и габаритов излучателя.

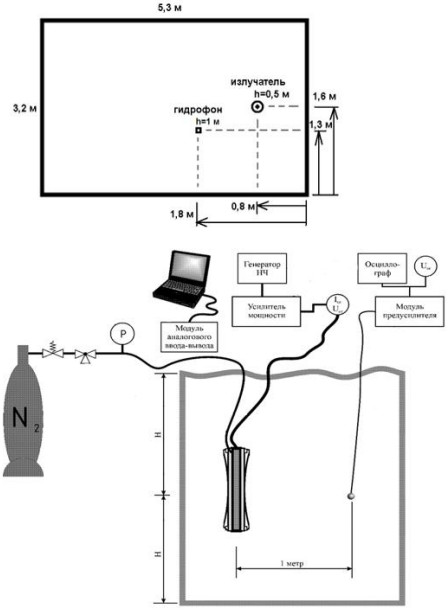


Рис .8

Схема испытаний приведена на рис. 8. Испытания проводятся так же для проверки герметизации, накачивая излучатель до давления 5 атм и для приблизительной оценки ширины полосы эффективного излучения. Излучаемая мощность в бассейне не измеряется, т.к. интерференционная структура из-за сильного переотражения от стенок не позволяет получить адекватные данные. Измерение мощности излучателя возможно провести только на открытой воде (Горьковское вдхр.)

После получения коэффициента понижения частоты (у такого излучателя он составляет 1,93) была разработана методика подстройки частоты, путем изменения жесткости излучающих ламелей, разделенных загерметизированными прорезями. На рис. 9 показана АЧХ излучателя до изменения жесткости ламелей, на рис. 10 – после. Левый пик АЧХ на рис. 9 соотвествует резонансу корпуса, правый – резонансу ламелей. Путем понижения жесткости ламелей резонанс смещается вниз по частоте в сторону резонанса корпуса, но не сливаясь с ним. Два близких резонанса позволяют расширить полосу излучения.

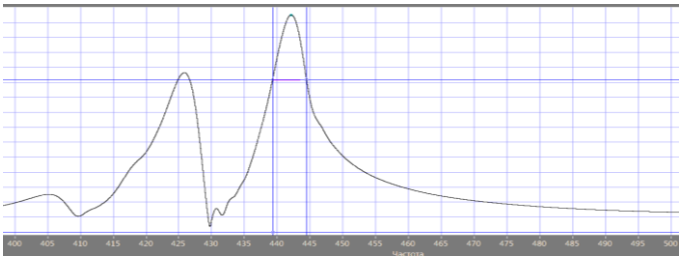


Рис. 9

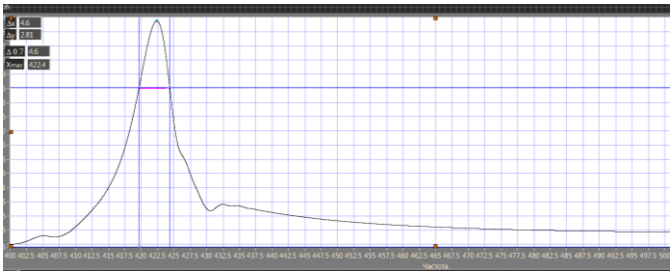


Рис. 10

Результаты

В результате исследований разработан, изготовлен и испытан малогабаритный легкий низкочастотный излучатель, что позволяет создавать решетки из излучателей и формировать направленное поле, согласованное с гидроакустическим волноводом. Вес излучателя 42 кг. Габариты: ШхД: 240х580 мм.

Разработаны методы обеспечения гидроизоляции которые позволяют погружать излучатель до 100 м без компенсатора гидростатического давления, предварительно накачивая его до рабочего давления.

Разработаны методы и средства подстройки резонансной частоты излучателя, что необходимо при создании решетки из излучателей (для обеспечения равномерности апертурного распределения мощности).

Проведены испытания излучателя в морских условиях (Черное море, 2018 г.) при буксировке в подводном положении при этом установлено что мощность излучателя варьируется от 4 до 5 кПа в зависимости от глубины. Решетка из 5 таких излучателей весит 250 кг. Альтернативное решение с применением излучателей типа «бикон» на ту же частоту – около 3-4 тонн.

Ширина полосы излучения позволяет излучать сложные фазо-частотно-модулированные сигналы.

Работа выполнена в рамках государственного заказа ИПФ РАН по теме № 0030-2021-0009

[1] https://ipfran.ru/science/low-frequency-acoustics-of-the-ocean/powerful-hydroacoustic-emitters

[2] [2]https://patenton.ru/patent/RU2737241C1

ДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ НА ПУЗЫРЬКИ В СИЛЬНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

Т.С. Викулова[1)], И.Н. Диденкулов[1, 2)], Н.В. Прончатов-Рубцов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

В работе численно решается задача о движении пузырьков в сильных полях акустического проточного резонатора под действием радиационной силы и силы вязкого трения.

Введение

В последние годы активно развиваются методы бесконтактного управления перемещением различных объектов, в частности в биомедицинских приложениях с помощью акустического поля [1-3]. Ранее движение газовых пузырьков рассматривалось, главным образом, в слабых акустических полях [4]. В работе [5] численный анализ показал, что в относительно сильных полях величина радиационной силы зависит от амплитуды поля в более высокой степени, нежели квадратичная зависимость характерная для слабых полей. В настоящей работе решается задача о действии радиационной силы на пузырьки в сильном поле акустического резонатора на основе численного решения уравнений колебания и движения пузырька.

Радиационная сила в сильном акустическом поле

Для решения нашей задачи необходимо, прежде всего, найти зависимость радиационной силы от величины акустического поля, которое определяет колебания пузырька. Для этого было рассмотрено уравнение Рэлея-Плессета :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}\left(-P_g + P_0 + P(t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}\right) = 0, \qquad (1)$$

где R – радиус пузырька, ρ – плотность окружающей жидкости (в нашем случае воды), P_g – давление газов смеси в пузырьке, P_0 – статическое давление, $P(t)$ – внешнее давление (связано с акустической силой), σ – поверхностное натяжение границы пузырька и жидкости, η – динамическая вязкость жидкости. Точки над радиусом обозначают дифференцирование по времени.

Путем замены: $\tau = \frac{t}{T} = \frac{t\omega}{2\pi}$ – время, нормированное на период поля, $r = \frac{R}{R_0}$ – радиус, нормированный на равновесный радиус пузырька, уравнение (1) приводится к безразмерному виду:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{(2\pi)^2}{3\gamma}\frac{{\omega_0}^2}{\omega^2}\left(-P_g + P_0 + P(\tau) + \frac{2\sigma}{rR_0} + \frac{2\omega\eta\dot{r}}{\pi r}\right) = 0, \qquad (2)$$

где ω_0 – резонансная частота пузырька, ω – частота колебаний поля, точки над радиусом обозначают дифференцирование по τ.

Рассмотрим гармоническое поле стоячей волны:

$$P(\tau) = P_a\, cos(2\pi\tau)\, cos(kx)\,. \qquad (3)$$

Давление газа в пузырьке полагаем подчиняющимся адиабатическому закону:

$$P_g = P_0(\frac{R_0}{R})^{3\gamma} = \frac{P_0}{r^{3\gamma}}. \quad (4)$$

В уравнениях (3), (4) P_a – амплитуда акустического давления, γ – показатель адиабаты. Уравнение (2) решалось численно.

На рис. 1 приведен график $r(\tau)$ для следующих параметров: R_0=1 мкм, ω_0=2,05·10^7 рад/с (≈3,3 МГц), P_0=10^5 Па, $\frac{\omega}{\omega_0}$=45, $\frac{P_a}{P_0}$=1,3, σ=72.86·10^{-3} Н/м, γ=1.4, ρ=1000 кг/м^3, η=8.6·10^{-4} Па·с, ω/ω_0 =45 => ω=4.55·10^5 рад/с (≈70 кГц).

Из рис. 1 видно, что пузырек испытывает сильно-нелинейные колебания, причем на один период поля приходится несколько колебаний пузырька. В фазе расширения размеры пузырька относительно медленно увеличиваются, а дальше происходит последовательность быстрых его схлопываний и «отскоков» на одном периоде поля с затухающей амплитудой.

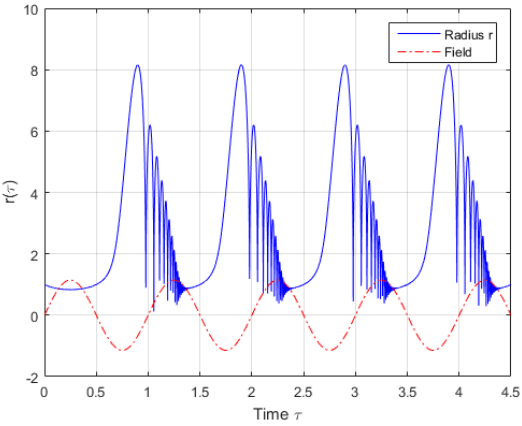


Рис. 1

Далее рассчитывалось значение радиационной силы F_r, усредненной по периоду поля:

$$F_r = -< W\nabla P >= = \frac{4}{3}\pi k\, P_a\, sin(kx) < R^3(t)\, cos(\omega t) >, \quad (5)$$

где W=(4/3)πR^3 – объем пузырька, ∇P – градиент поля, угловые скобки обозначают усреднение по периоду поля.

Значение усредненной радиационной силы рассчитывалось для различных амплитуд акустического поля, в результате была получена зависимость радиационной силы от амплитуды акустического давления. Эта зависимость приведена на рис. 2.

По вертикальной оси на графике отложено значение силы, а по горизонтальной – отношение (P_a/P_0). Сплошная линия относится к численному решению, а точками отмечено поведение радиационной силы в слабых акустических полях, которое описывается аналитической зависимостью [4]. Из рис. 2 видно, что расчеты по формуле (5) дают совпадающие результаты с аналитической формулой до амплитуд поля $P_a/P_0 \approx$ 0.2-0.3. В этом случае зависимость является квадратичной. При превышении этого значения колебания пузырька становятся все более нелинейными, что проявляется в более сильной зависимости радиационной силы от амплитуды поля. В интервале значений $P_a/P_0 \approx$ 1.2–1.6 эта зависимость подчиняется примерно четвертой степени

амплитуды поля, а при больших значениях величина степени также растет.

Аналогичные зависимости были получены для пузырьков с радиусами R_0 в диапазоне до 10 мкм.

Результаты расчетов показывают, что при значительных амплитудах поля, которые вызывают сильно-нелинейные колебания пузырьков, величина радиационной силы, действующей на них, растет значительно быстрее ($\sim P_a^n$, n>4), чем для линейных колебаний пузырьков ($\sim P_a^2$).

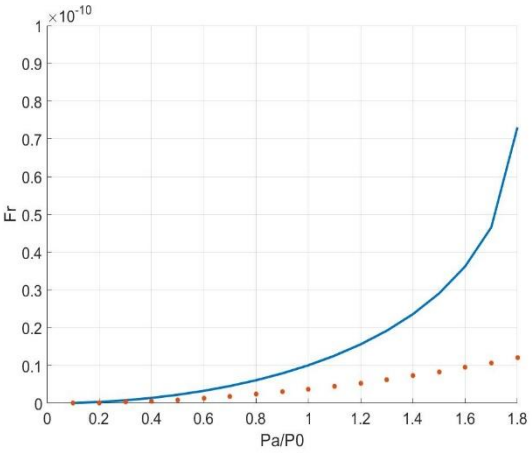


Рис. 2

Движение пузырьков в сильном акустическом поле

На движущийся в потоке жидкости пузырек действуют сила вязкого трения (сила Стокса) F_{st}:

$$F_{st} = 6\pi R\eta(V - v_b), \tag{6}$$

где v_b – скорость пузырька, V – скорость потока жидкости. В вертикальном акустическом резонаторе также действует сила Архимеда:

$$F_a = -\rho g \frac{4}{3}\pi R_0^3 , \tag{7}$$

где g – ускорение свободного падения. Движение пузырьков в резонаторе с пространственно-изменяющейся радиационной силой можно рассматривать, как квазиравномерное, при котором сумма всех сил, действующих на пузырек равна нулю. В результате получаем следующее уравнение движения для координаты x_b пузырька:

$$\frac{dx_b}{dt} = V + \frac{1}{6\pi\eta R} F_r + \frac{2\rho g}{9\eta} R^2 , \tag{8}$$

$$F_r = \frac{4}{3}\pi k \, P_a \sin(kx_b) < R^3(t, x_b)\cos(\omega t) > . \tag{9}$$

Пример решения системы (1), (8), (9) для зависимости координаты $x_b(t)$ пузырька от времени приведен на рис. 3 (R_0=1 мкм, V=1 см/с, f=70 кГц, $P_a/P_0 \approx 1.8$).

Из данных на рис. 3 видно, что в процессе движения пузырька в резонаторе скорость его периодически изменяется под действием радиационной силы, причем значительно (примерно в 8 раз). Если в резонатор вместе с потоком жидкости последовательно поступает много пузырьков, то расстояние между ними, а следовательно, и их концентрация, оказываются неравномерно распределены вдоль оси резонатора.

Распределение концентрации пузырьков вдоль оси резонатора в относительных единицах, полученное для тех же параметров, что и на рис. 3, приведено на рис. 4.

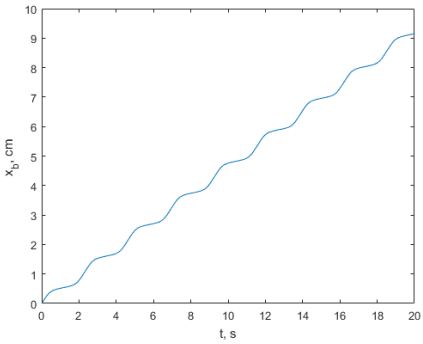


Рис. 3

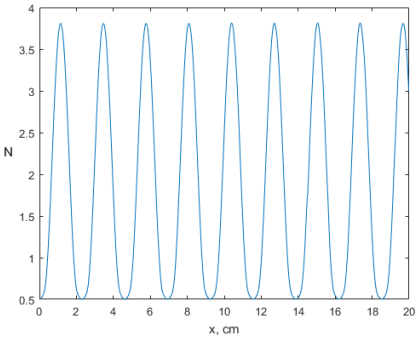


Рис. 4

Заключение

В работе проанализировано движение пузырьков в проточном акустическом резонаторе в полях различной амплитуды. Неравномерное распределение радиационной силы, действующей на пузырьки, обуславливает неравномерное движение и, следовательно, неравномерное распределение концентрации пузырьков вдоль оси резонатора. Величина радиационной силы в слабых полях пропорциональна квадрату амплитуды поля, а в сильных полях степень превышает 4. Это способствует более «резкому» пространственному распределению концентрации пузырьков в резонаторе. Создавая акустическое поле необходимой конфигурации, можно управлять распределением концентрации пузырьков разных размеров в проточных акустических системах. Рассмотренные эффекты могут также быть полезными для управления потоками малых частиц с мягкими включениями, в частности, некоторых биологических клеток.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание No. 0729-2020-0040).

[1] Суханов Д.Я., Росляков С.Н., Емельянов Ф.С. // Акуст. журн. 2020. Т. 66, № 2. С. 154.
[2] Крохмаль А.А., Крохмаль Н.Е., Сапожников О.А. // Известия РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86, № 2. С. 257.
[3] Li P., Mao Z., Peng Z., Zhou L., Chen Y., Huang P.-H., Truica C.I., Drabick J.J., El-Deiry W.S., Dao M., Suresh S., Huang T.J. // PNAS. 2015. 10.1073/pnas.1504484112.
[4] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. // Известия РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84, № 6. С. 772.
[5] Викулова Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // Труды XXV конф. по радиофизике. – Н.Новгород, ННГУ, 2021. С. 430.
[6] Leighton T.G. The acoustic Bubble. – London: Academic Press, 1994, 640 p.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ПРОТОЧНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРАХ

Д.В. Сахаров[1)], П.Н. Вьюгин[1)], И.Н. Диденкулов[1, 2)] Н.В. Прончатов-Рубцов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Взаимодействие газовых пузырьков с акустическим полем является предметом исследований на протяжении многих лет, привлекая большое внимание как с научной, так и прикладной точек зрения. Явление кавитации и газовые пузырьки находят своё применение в разных сферах: от ультразвуковой очистки поверхностей от загрязнений и интенсификации физико-химических процессов до диагностики заболеваний и доставки лекарств в живые клетки посредством сонопорации [1]. На пузырьки, находящиеся в акустическом поле, действует сила радиационного давления. В поле стоячей волны в акустическом резонаторе эта сила способна удерживать их в левитирующем состоянии [2] При наличии течения жидкости с пузырьками в резонаторе может проявляться другой эффект: периодически чередующиеся в пространстве зоны сгущения и разрежения пузырьков [3].

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального наблюдения поведения пузырьков в проточных акустических резонаторах.

Фотография первой установки приведена на рис. 1. Синусоидальный сигнал с генератора поступает на вход усилителя, а после усилителя через согласующее устройство на пьезокерамический излучатель, установленный на дне акустического резонатора. Установка позволяет организовать поток воды в резонаторе как снизу вверх, так и сверху вниз. Акустический резонатор выполнен из стекла в виде вертикального сосуда высотой 50 см квадратного сечения (40х40 мм^2) с толщиной стенок 4 мм.

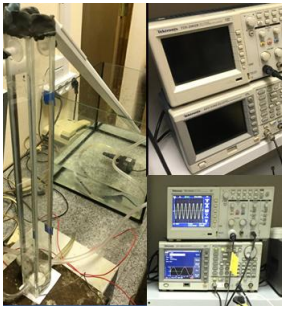


Рис. 1

Регистрация акустического поля в резонаторе осуществляется гидрофона, который может перемещаться в верхней части резонатора. С помощью насоса, резервуара с жидкостью и системы трубок регулируется скорость потока воды в резонаторе, которая измеряется по расходу жидкости. Количество создаваемых пузырьков регулируется путем изменения напряжения на блоке питания. Поведение пузырьков регистрируется с помощью видеокамеры, и при последующей обработке можно измерять скорость движения пузырьков.

Измерения проводились на частоте одного из резонансов акустического резонатора около 150 кГц, обеспечивающего максимальное значение величины акустического давления и режим стоячей волны. В качестве количественного параметра была выбрана средняя скорость. Большая часть пузырьков имела радиус 20-30 мкм. Их размер подтверждался измерением скорости всплытия пузырьков без акустического поля и течения в соответствии с формулой, которая получается из равенства сил Архимеда и Стокса:

$$R_0 = 3\sqrt{\frac{\eta v_b}{2\rho g}}, \quad (1)$$

где R_0 – радиус пузырька, ρ – плотность окружающей жидкости (в нашем случае воды), η – динамическая вязкость жидкости, v_b – скорость пузырька.

Для пузырьков в воде (ρ=1000 кг/м^3, η=9·10^{-4} Па·с, g=9.8 м/с^2) радиусом 20 мкм скорость всплытия в соответствии с формулой (1) составляет около 1 см/с. Включение акустического поля (P_a/P_0≈0.05-0.1) приводило к уменьшению средней скорости движения пузырьков до 1-3 мм/с. Для пузырьков размером 100 мкм скорость всплытия без акустического поля составила 15 мм/с. С включением акустического поля (P_a/P_0≈0.1-0.5) средняя скорость уменьшилась до 1 мм/с.

При включении потока воды в резонаторе при выключенном акустическом поле скорость движения пузырьков суммировалась со скоростью течения. При включении акустического поля в режиме течения наблюдался дополнительный эффект: часть пузырьков слипалась с образованием более крупных.

Кадры съемки, демонстрирующие слияние пузырьков, приведены на рис. 2.

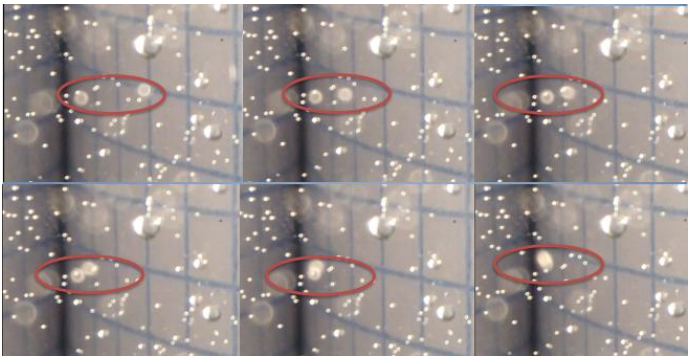


Рис. 2

Движение пузырьков в горизонтальной плоскости, приводящее к их слиянию, обусловлено действием радиационной силы, имеющей компоненту не только по вертикальной оси, но и в горизонтальной плоскости за счет неоднородности поля, представляющего собой сумму нескольких поперечных мод. Но увеличение количества слияний пузырьков при включении потока воды можно объяснить возникновением дополнительной силы притяжения между близко расположенными пузырьками за счет эффекта Бернулли.

Следующая серия экспериментов была проведена в конусообразном резонаторе, его фотография приведена на рис. 3. Он состоит из двух частей: конусообразная стеклянная часть своей широкой стороной состыкована с пластиковым цилиндром. Высота всей конструкции 1 м. Размеры самого конуса: высота – 40 см, радиусы широкого и узкого сечений 2 и 0.5 см, соответственно. Высота нижней цилиндрической части

резонатора 60 см, радиус у основания – 2 см. В основании цилиндрической части резонатора установлен акустический излучатель. Волна, от излучателя распространяется сначала в цилиндрической части волновода, затем переходит в конусную часть, проходит по ней, отражается в некоторой точке и возвращается обратным путем к излучателю. Регистрация акустического поля в резонаторе производилась с помощью щупа-гидрофона, который мог перемещаться вдоль оси всей конусной части резонатора и далее на 11 см вглубь цилиндрической части от места их соединения.

Излучатель генерирует, вообще говоря, несколько мод в цилиндрической части, которые далее переходят в коническую часть. Распространение звука в конусе с медленно меняющимся диаметром происходит адиабатически. При этом каждая мода распространяется независимо от других мод, а поток энергии, переносимый ею, сохраняется. Такой процесс имеет место лишь до точки критического сечения волновода, где продольное волновое число моды обращается в ноль. В этом сечении происходит отражение данной моды в обратном направлении. Вблизи критического сечения амплитуда моды описывается функцией Эйри, в закритической области мода экспоненциально затухает. Таким образом, отражение разных мод происходит в разных точках конусной части резонатора. Соответственно, настроить резонатор на единую резонансную частоту для всех мод невозможно, можно настроить его на резонансную частоту основной моды, при этом другие моды, имеющие меньшую амплитуду, будут бегущими.

Рис. 3

Исследование поля в этом акустическом резонаторе проводилось с помощью перемещаемого гидрофона, а также путем регистрации отражений от критических сечений для разных мод. Помимо этого, характер поля можно протестировать с помощью пузырьков, запускаемых в резонатор.

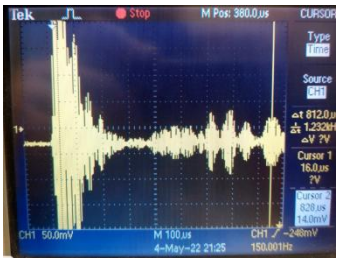


Рис. 4

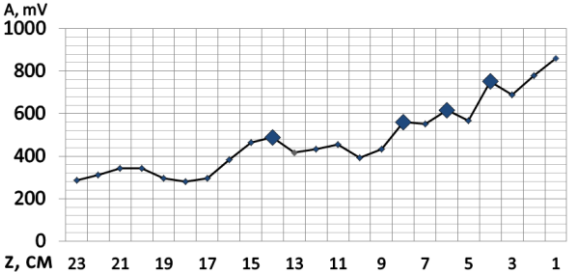


Рис. 5

Как указывалось выше, каждая мода в резонаторе распространяется от излучателя до своего критического сечения в конусной части и отражается назад. Соответственно, если излучать акустические импульсы, то можно зарегистрировать отражения разных мод. С этой

целью гидрофон устанавливался в цилиндрической части резонатора на расстоянии 11 см от места соединения с конусной частью. Акустические импульсы от излучателя проходили сначала через гидрофон, а затем после отражения в конусной части возвращались назад и опять регистрировались гидрофоном. Соответствующая осциллограмма приведена на рис. 4, на котором отчетливо виден прямой сигнал большой амплитуды и серия отраженных импульсов. По времени задержки импульса можно определить расстояние от гидрофона до точки отражения и измерить в этой точке диаметр конической части.

Другое измерение заключалось в регистрации амплитуды прямого поля с помощью перемещаемого в резонаторе гидрофона. Это распределение показано на рис. 5. На этом же рисунке большими квадратиками отмечены места отражений импульсов, полученные первым способом. Как видно из приведенных данных, 4 точки отражения хорошо совпадают с максимумами поля, что указывает на точки критических сечений соответствующих мод.

Тестирование поля пузырьками выполнялось с помощью электролизного генератора в виде двух проволочек в цилиндрической части резонатора. Наблюдение всплывающих пузырьков проводилось визуально и с использованием видеокамеры. Результаты наблюдений показали, что пузырьки в акустическом поле двигались неравномерно, особенно в верхней половине конуса, где они двигались рывками и иногда левитировали. Большой градиент интенсивности акустического поля вблизи критических сечений мод обеспечивает большую величину радиационной силы, действующей на пузырьки, что и проявляется в характере их движений.

Выполненное в работе экспериментальное исследование поведения пузырьков в двух акустических резонаторах разных типов показало, что особенности движения пузырьков обусловлены действием радиационной силы. В резонаторе квадратного сечения радиационная сила в поле стоячей волны приводила к неравномерному движению пузырьков, а при включении потока воды – к неоднородному распределению их концентрации вдоль резонатора. В то же время поток воды стимулировал слияние пузырьков с образованием более крупных за счет дополнительного действия гидродинамических сил для близкорасположенных пузырьков. В коническом резонаторе были выполнены измерения отражения импульсов и распределения поля. Показано что наблюдаемые максимумы поля соответствуют положению критических сечений для различных мод. Движение пузырьков в верхней части конического волновода также обусловлено действием радиационной силы, имеющей максимумы вблизи критических сечений.

Работа поддержана РНФ (проект № 19-12-00256).

[1] Sarvazyan A.P., Rudenko O.V., Nyborg W.L. // Ultrasound in Medicine and Biology. 2010. Vol. 36, No. 9. P. 1379.
[2] Leighton T.G. The acoustic Bubble. – London: Academic Press, 1994, 640 p.
[3] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. // Известия РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84, № 6. С. 772.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ ШУМОВЫХ ВОЛН С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БЫСТРОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛЕЖАНДРА

А.Е. Спивак, С.Н. Гурбатов, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Задача исследования эволюции нелинейных случайных волн в средах без дисперсии, является важным направлением современной физики. Данный факт определяется тем, что большая часть источников интенсивных акустических полей носят шумовой характер (турбулентности, двигатели самолетов, источники квазимонохроматических колебаний). Нелинейность среды в сочетании с отсутствием дисперсии приводят к эффективному взаимодействию всех спектральных составляющих сигнала. Следствием этого является лавинообразный рост числа гармоник и сильное искажение фронта волны. Данные эффекты описываются уравнением Бюргерса для поля скорости с граничным условием (одномерный случай, безразмерные переменные):

$$\frac{\partial v}{\partial x} - v\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \qquad v(t,0) = v_0(t), \tag{1}$$

решение которого в пределе исчезающее малой вязкости может быть записано следующим образом [1]:

$$v(t,x) = \frac{t - \tau^*(t,x)}{x}, \tag{2}$$

где τ^* – координата абсолютного максимума функции $\Phi(\tau,t,x)$:

$$\Phi(\tau,t,x) = S_0(\tau) - \frac{(\tau(t,x) - t)^2}{2x}, \qquad v_0(t) = -\frac{dS_0(t)}{dt}. \tag{3}$$

Аналитическое вычисление поля скорости в случае случайного начального возмущения является чрезвычайно сложной математической задачей, таким образом, становится очевидной необходимость применения численного моделирования для решения поставленной задачи.

В настоящем докладе представлены результаты исследования статистических свойств интенсивных импульсов с шумовым заполнением. При распространении таких импульсов существенное влияние на характеристики оказывает форма огибающей, которая влияет на вероятностные распределения координаты τ^* абсолютного максимума. Предполагалось, что импульсы имеют два пространственных масштаба (масштаб внутреннего заполнения и масштаб огибающей). Начальное поле скорости моделировалось следующим образом:

$$v_0(t) = m(t)f(t), \tag{4}$$

где $m(t)$ – модулирующая функция, а $f(t)$ – шумовое заполнение.

Численный анализ решения эволюционного уравнения Бюргерса (1-3) был проведен с использованием алгоритма Быстрого Преобразования Лежандра (БПЛ) [2], который позволяет сократить число операций, требуемых для получения результата. Сокращение временных затрат позволяет увеличить число реализаций, для которых вычисляется поле скорости, а это в свою очередь увеличивает точность получения

статистических характеристик исследуемого сигнала. Код программы был реализован в среде программирования MATLAB. В качестве модулирующей функции взяты прямоугольная, треугольная и гауссова огибающие, шумовое заполнение – случайный процесс с нормальным распределением, нулевым средним и единичной дисперсией. Длина сформированной начальной реализации была 8192 (2^{13}) точек. На рис. представлена эволюция шумового импульса с гауссовой огибающей.

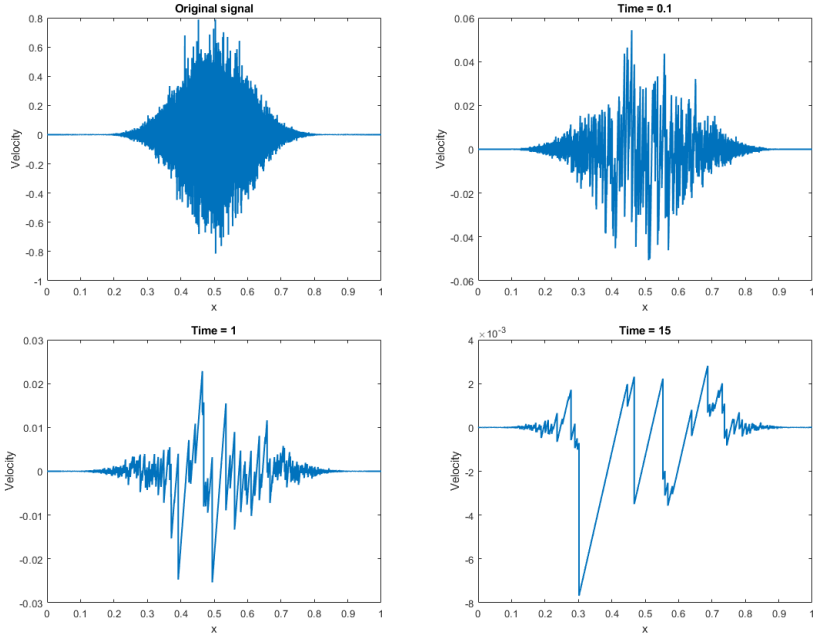


Рис.

Также представлены результаты по определению эволюции среднего поля скорости, его дисперсии и энергии. Усреднение выполнялось для 10000 реализации импульсов с шумовым заполнением.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект 19-12-00256.

[1] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 496 с.

[2] Noullez A., Vergassola M. // Journal of Scientific Computing. 1994. Vol. 9, № 3. P. 259.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ РЕАКТИВНОЙ СТРУИ TUTA ДЛЯ СФЕРИЧЕСКОЙ И ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ МОДЕЛЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

А.А. Лисин, С.Н. Гурбатов, И.Ю. Демин, С.А. Карабасов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Важность нелинейных эффектов для распространения струйного шума высокой интенсивности была предметом активных исследований с момента первого полета «Конкорда», когда измерения пролета над проливом показали аномальное усиление высокочастотной части спектра шума по сравнению с линейным модели. Более поздние исследования, в которых изучается шум реактивного двигателя на полной мощности, показывают, что нелинейные искажения акустических спектров оказывают значительное влияние на шумовое поле. Кроме того, эффекты нелинейного отражения волн важны в акустическом ближнем поле для наземных измерений.

Параллельно с экспериментальными усилиями, нелинейное распространение шума струи, которое включает в себя эффекты нелинейного увеличения крутизны волны и слияния скачков уплотнения, было предметом нескольких исследований. В акустическом дальнем поле такие волновые процессы приводят к формированию шумовых спектров треугольной формы, что типично для нелинейных акустических процессов, таких как эффекты обострения волны.

Важной проблемой в этой области является определение поведения волны вдали от источника излучения для стохастических исходных форм волны, определенных на некотором расстоянии от источника турбулентности. Ключевым уравнением распространения нелинейных сферических волн в вязких средах без дисперсии является обобщенное уравнение Бюргерса:

$$\frac{dV}{dr}+\frac{V}{r}-\frac{\beta}{C^2}V\frac{dV}{dt}=\frac{b}{2C^3\rho}\frac{d^2V}{dt^2}, \qquad (1)$$

после некоторых преобразований основное уравнение Бюргерса приводится к канонической одномерной форме:

$$\frac{dU}{dR}-U\frac{dU}{d\tau}=\varepsilon g(R)\frac{d^2U}{d\tau^2}, \qquad (2)$$

где переменные определены следующим образом: $U=\frac{r}{r_0}\frac{V}{V_0}$, $\tau=\omega_0 t$, $x=\frac{r-r_0}{r_{nl}}$, $R_0=\frac{r_0}{r_{nl}}$, $R=R_0\ln\frac{R_0+x}{R_0}$, $r_{nl}=\frac{C^2}{\beta\omega_0 V_0}$, $r_l=\frac{2C^3\rho}{b\omega_0}$, $g(R)=\exp\left(\frac{R}{R_0}\right)$.

Двумя важными безразмерными параметрами, которые входят в определение обратного акустического числа Рейнольдса, $Re_a^{-1}=\varepsilon=r_{nl}/r_{lin}$ являются характерное расстояние, на котором становится важным эффект вязкой диссипации, и характерное расстояние, на котором развивается нелинейное укручение плоской волны, приводящее к нелинейному взаимодействию волн. Уравнение (2) решается в спектральной области с использованием схемы прямого интегрирования Эйлера

$$V(\omega, R + \Delta R) = V(\omega, R) + \frac{1}{2} i\omega F[(F^{-1}[V(\omega, R)])^2]\Delta R - \varepsilon * ex\,p\left(\frac{R}{R_0}\right)\omega^2 V(\omega, R)\Delta R). \quad (3)$$

где F и F^{-1} обозначают прямое и обратное преобразование Фурье, а шаг интегрирования ΔR выбран достаточно малым для численной точности.

Для описания распространения волны в цилиндрических координатах изменяется подстановка R в каноническую одномерную форму уравнения Бюргерса(2):

$$R = 2R_0[(\frac{R_0 + x}{R_0})^{\frac{1}{2}} - 1]$$

$$V(\omega, R + \Delta R) = V(\omega, R)\left(1 - \left(\frac{1+R_0}{2R_0}\right)\varepsilon\omega^2\Delta R\right) + \frac{1}{2} i\omega F[(F^{-1}[V(\omega, R)])^2]\Delta R), \quad (4)$$

Начальные условия для модели были использованы из эксперимента, описанного в работе [3]. В данном эксперименте проведено обширное моделирование реактивной струи, параметры сопла и угла измерения давления изменялись в широком диапазоне значений. Для данный работы были выбраны данные, полученные при NPR = 50, угол наблюдения = 68°. Распределение давления вблизи сопла, записанное в ходе эксперимента, представлено на рисунке 1.

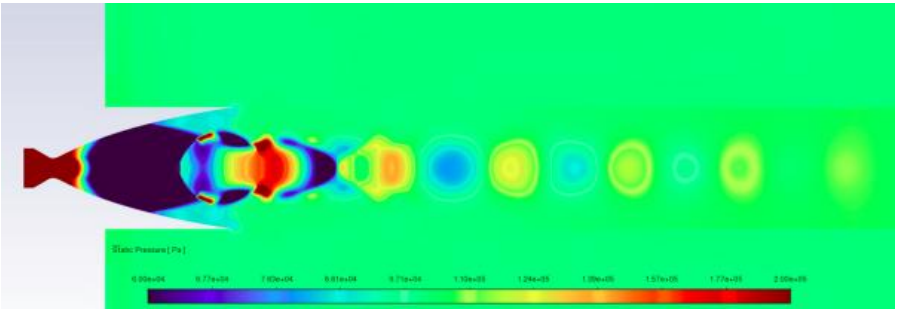


Рис. 1

Сетка LES струи TUTA содержит 41 миллион ячеек и начинается от среза сопла. Условия втекания на выходе из сопла задаются с использованием потоковой и радиальной средней скорости потока из данных PIV путем наложения звуковых условий на выходе из сопла и допущения того же давления торможения, что и в камере выше по потоку. Сетка локально уточняется около кромки сопла, а разрешение сетки в продольном, радиальном и азимутальном направлениях составляет Δx/ D_j = 0.02, Δr/ D_j = 0.011, и rΔθ/ D_j = 0.02.

Чтобы задать начальные условия для модели Бюргерса, решение спектров давления, полученное методом FW-H, преобразуется в флуктуацию акустической скорости с допущением линейной зависимости между амплитудами давления и пульсаций скорости $U'(f) = \frac{p'(f)}{\rho_\infty C_\infty}$ в соответствии с линейной моделью акустической волны

$\frac{r}{D_j} = 20$. Рассмотрены две модели распространения волны: сферической и цилиндрической. Для обоих моделей соответствующая частота распространения звуковой волны оценивается по пиковой частоте BBSAN, которая для струи TUTA составляет 13,12 кГц [2].

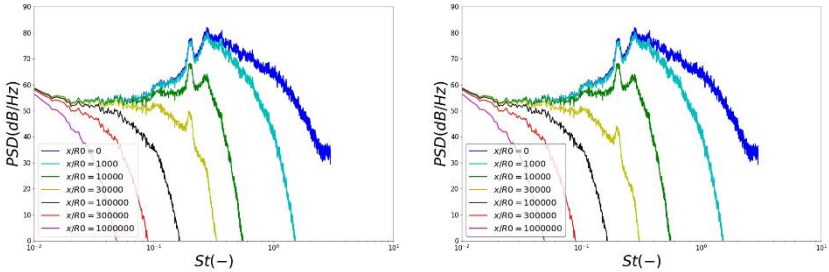


Рис. 2

Для оценки различий между моделями необходимо сравнить каждый срез отдельно, что показано на рисунке 3:

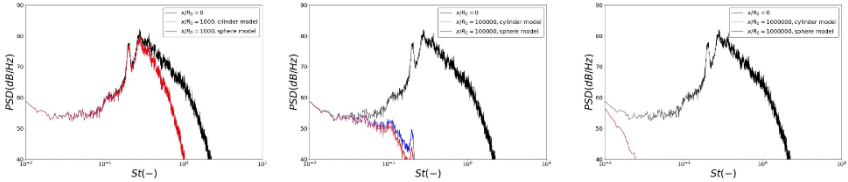


Рис. 3

Видно, что на малых и очень больших расстояниях от сопла модели сходятся, в то время как на средних (в районе x/Ro = 100000) сферическая волна затухла сильнее цилиндрической. Можно предположить, что на больших расстояниях нелинейные эффекты вносят много больший вклад в затухание, чем расхождение моделей.

Чтобы количественно оценить влияние нелинейности на распространение шума струи TUTA в дальней зоне, решения уравнения Бюргерса для тех же начальных условий пересчитываются без квадратичного члена скорости. Линейное и нелинейное решения полностью совпадают, что подтверждает, что влиянием нелинейности на распространение шума в дальней зоне струи TUTA можно пренебречь.

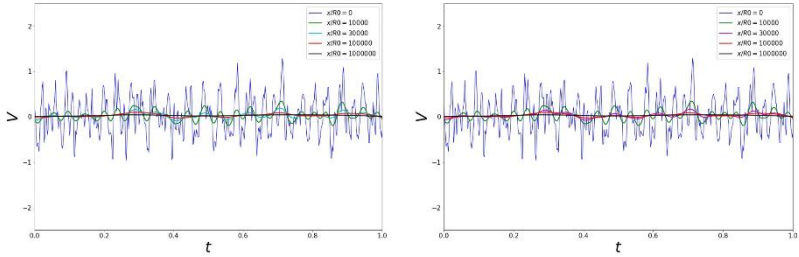


Рис. 4

На рисунке 4 показано сравнение мгновенных флуктуаций скорости (отдельные реализации стохастического решения) модели Бюргерса для того же начального условия. Опять же, линейные и нелинейные решения сравниваются на нескольких расстояниях от источника. Ясно, что нелинейное решение Бюргерса качественно не отличается от линейного: фронты акустических волн не обнаруживают значительного укручения. Это объясняет, почему для рассматриваемой струи TUTA нелинейность не играет роли для формирования спектров шума в дальней зоне.

Получены нелинейные и линейные решения уравнения Бюргерса для одних и тех же начальных данных в широком диапазоне расстояний от источника до 18 миллионов начальных диметров для сферической и цилиндрической моделей распространения. Случай рассматриваемой струи TUTA попадает в категорию мелкомасштабных сверхзвуковых струй, где нелинейные волновые эффекты, важные для струи в ближнем поле, становятся совершенно незначительными для распространения акустической волны в дальней зоне. Произведено сравнение сферической и цилиндрической моделей распространения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект 19-12-00256.

[1] Tan D.J., Honnery D., Kalyan A., Gryazev V., Karabasov S.A., Edgington-Mitchell D. // Equivalent Shock-Associated Noise Source Reconstruction of Screeching Under-expanded Unheated Round Jets", AIAA Journal: 1-15, 2018.

[2] Gurbatov S.N., Rudenko O.V., Tyurina A.V. // Singularities and spectral asymptotics of a random nonlinear wave in a nondispersive system, Wave Motion. 2020. Vol. 95. 102519.

[3] Baars, W. J., Tinney, C. E., Ruf, J. H., Brown, A. M. & McDaniels, D. M. Wall pressure unsteadiness and side loads in overexpanded rocket nozzles // AIAA Journal 2012. 50(1). P. 61.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПОРТАТИВНОГО ПРИБОРА «БОДИСОНИК» ДЛЯ ДЕМОНСТРАЦИИ ВОЗМОЖНОСТЕЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭХОЛОКАЦИИ

Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Метод ультразвуковой визуализации (УЗИ) широко используется в исследованиях и клинических условиях для оценки морфологии и морфометрии нейро-мышечно-скелетных структур. Этот метод показал достоверность и надежность при измерении размера различных мышц в контролируемых условиях. Цель настоящего исследования состояла в том, чтобы визуально оценить толщину передней поверхности бедра с помощью УЗИ. Преимущество УЗИ скелетных мышц состоит в том, что оно представляет собой быстрый, неинвазивный, портативный, безопасный и клинически полезный метод получения объективных измерений [1].

Ультразвук (УЗ) – упругие колебания и волны, частота которых превышает 15–20 кГц. Верхняя граница УЗ-частот обусловлена физической природой упругих волн и достигает 20 МГц. Скорость распространения УЗ-волны c зависит от свойств среды. В воздухе c = 343 м/с, а в жидких средах (вода) c = 1500 м/с при температуре среды 20^0С. Мягкие ткани организма обладают различным акустическим сопротивлением, величина которого зависит от их плотности среды ρ и скорости распространения звуковых волн. Чем выше эти параметры, тем больше акустическое сопротивление $Z = \rho * c$. Коэффициент отражения R зависит от разности величин акустического сопротивления граничащих друг с другом тканей:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}.$$

Табл.

Границы сред	*R*, %
Мышца-жир	10,0
Мышца-кость	64,0
Воздух-мягкие ткани	99,95

Чем это различие больше, тем больше отражение и, естественно, больше интенсивность зарегистрированного сигнала, а значит, тем светлее и ярче он будет выглядеть на скане. Примеры отражений на границе сред приведены в таблице.

Портативный прибор «БодиСоник» с помощью эхолокации фиксирует отраженные акустические сигналы от слоев жировой и мышечной ткани для последующих измерений толщины этих слоев. Ультразвуковой луч передается через кожу. Когда луч входит в контакт с поверхностью раздела тканей он частично отражается обратно в виде эхо-сигнала (рис. 1) [2].

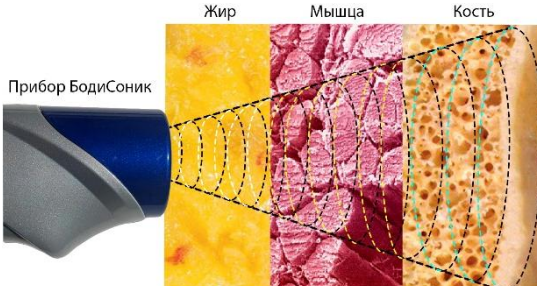


Рис. 1

Программная оболочка Body View позволяет получить два вида сканов – А-скан и В-скан. Горизонтальная ось на А-скане (рис. 2) соответствует толщине или глубине ткани, а вертикальная ось – отраженному сигналу. Первый пик (1) – граница «жир-мышца». Более мелкие пики (2)– внутренняя структура ткани, в

том числе соединительные ткани в мышечном слое. Третий пик (3) – граница «мышца-кость».

Относительная сила, или амплитуда, эхо-сигналов представлена яркостью изображения В-скана (рис. 3) на экране компьютера. Сильные отражения кажутся белыми; более слабые отражения кажутся синими, а отсутствие эхо-сигналов - черными. В результате получается двумерное изображение.

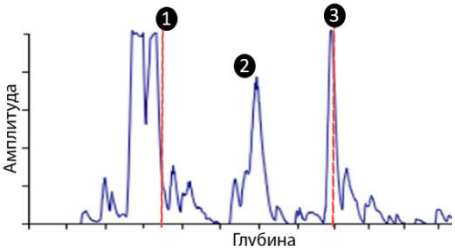


Рис. 2

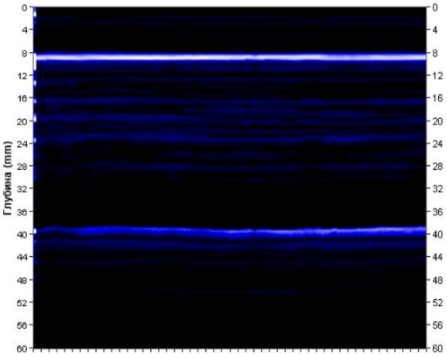


Рис. 3

Преобразователь в А-режиме, использует узкий луч для сканирования разрыва ткани и создает всплеск на графике. Сканирование в режиме В, использует линейную матрицу для получения двумерного изображения путем объединения сигналов в режиме А с различных направлений. Чем выше частота ультразвука, тем больше разрешение, но проникновение уменьшается. Данный прибор работает на наиболее универсальной частоте 2,5 МГц [3].

Сканы можно получить двумя методами – в статике, держа прибор неподвижно во время измерения (рис. 4) и в движении, медленно перемещая прибор по коже (рис. 5).

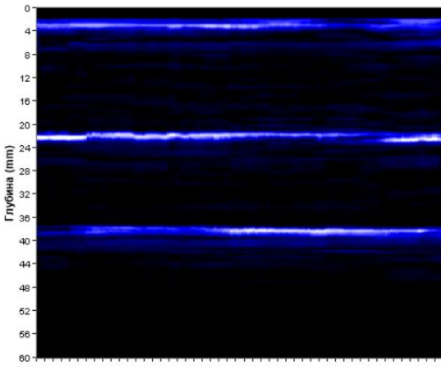


Рис. 4

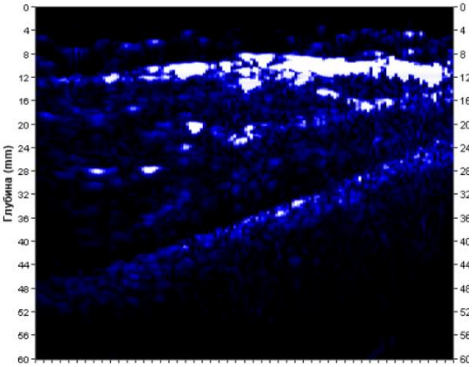


Рис. 5

Из статического скана мы можем получить информацию о границах раздела в конкретной точке, из динамического – картину в целом, отмечая также анатомические особенности исследуемой области.

Будучи портативным устройством визуализации, способным быстро проводить точечные оценки состава тела, ультразвук является привлекательным инструментом оценки показателей, кроме того, он надежен, воспроизводим и точен. Единственный нюанс на сегодняшний день – это отсутствие стандартизации методов измерений и результатов, которые в значительной степени зависят от квалификации оператора.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № 0729-2020-0040).

[1] Хилл К., Бэмбер Дж., Хаар Г. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. – М.: Физматлит, 2008, 544 с.
[2] Кириллов А. Г., Рейман А.М. // Ученые записки физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750701.
[3] Wagner Dale R. // Journal of Obesity. 2013. Article ID 280713.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК УПРУГОСТИ И ЭХОНОГЕННОСТИ ФАНТОМОВ С РАЗЛИЧНОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ЖЕЛАТИНА

П.М. Синицын, И.Ю. Демин, А.Е. Спивак, В.В. Пыркова , Ю.В. Синицына

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Ультразвуковое исследование на данный момент является одним из широко используемых методов исследования организма. Данный вид исследования недорогой, неинвазивный, практически безвредный по сравнению с другими. Для настройки оборудования и обучения персонала используются фантомы – структуры, имитирующих реальные ткани. Для разработки фантомов используются различные материалы, как натуральные, так и синтетические полимеры, показывающие свойства, приближенные к реальным. Среди них широкое применение получили желатин и агар, они хорошо подходят для имитации упругости органов человека [1].

Упругость — способность тел сопротивляться изменению их объема, формы под действием внешних сил, а также восстанавливать свою форму после снятия нагрузки. Мерой этих свойств тканей является модуль Юнга. Модуль Юнга, или модуль продольной упругости (E) – физическая величина, характеризующая свойства материала сопротивляться растяжению, сжатию при упругой деформации. Этот параметр показывает, насколько трудно деформировать материал растяжением или сжатием, и отражает жесткость материала, его способность выдерживать приложенные нагрузки без значительных деформаций. То есть, чем больше модуль Юнга, тем больше жесткость ткани [2].

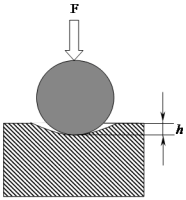


Рис. 1

Упругие свойства фантомов были измерены статическим методом по вдавливанию в образец жесткого шарика (рис. 1).

На основании полученных данных рассчитывали модуль сдвига и модуль Юнга. Для данного метода используется формула, получаемая при решении контактной задачи Герца о соприкосновении двух тел.

$$\mu = \frac{3}{16}\frac{F}{h^{\frac{3}{2}}R^{\frac{1}{2}}} \quad (1)$$

$$E = 3\mu. \quad (2)$$

Это формула зависимости для модуля сдвига μ от силы давления F, радиуса сферы R и глубины вдавливания h. Процедура измерения проходила следующим образом: на штативе закрепили микрометр со специальной насадкой для индентора, который был установлен вблизи фантома, оставляя зазор около миллиметра. Постепенно с шагом по Δx =0.1 мм с помощью индентора производили вдавливание микрометром шарика в фантом, записывая изменение массы на весах. Измерения проводились с

помощью трёх инденторов (шарики, цилиндр) над фантомами, за основу которых был взят желатин (5% и 10%).

В качестве рассеивателей чередовались раствор карбоната кальция и 4% крахмала. По полученным значениям можно увидеть увеличение модулей упругости как при изменении рассеивателя, так и при повышении процента желатина в фантоме. Также по результатам серии экспериментов можно сделать заключение, что, меняя концентрацию крахмала с 0 до 4% у 5% желатинного раствора, мы можем попасть в значения 10% раствора желатина без крахмала. Тем самым мы исключаем проблему эхогенности и необходимости использования 10% раствора желатина.

На рис. 2-4 представлены основные результаты исследования. На рис. 2 представлено измерение модуля сдвига и модуля Юнга для 5% желатина с $CaCO_3$. На рис. 3 показано, что индентор не влияет на показатели модуля упругости и модуля Юнга самого фантома. И на рис. 3 видно различие показателей упругости для фантомов с 5-ти и 10- процентным содержанием желатина.

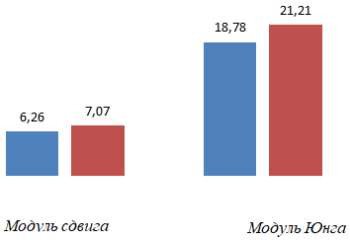


Рис. 2

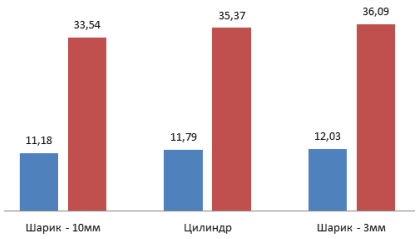


Рис. 3

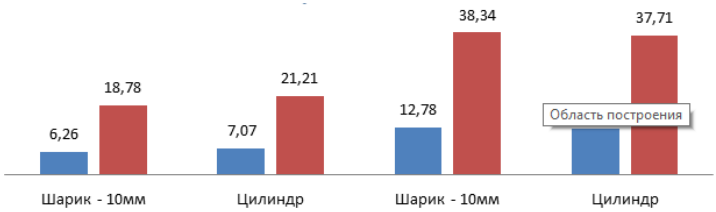


Рис. 4

Упругие свойства серии фантомов с концентрацией крахмала от 0,5% до 4% также плавно увеличивались по мере роста концентрации крахмала. Поскольку зависимость показателей упругости желатинового фантома от содержания крахмала оказалась линейной в исследованном диапазоне концентраций, то возможно при создании новых фантомов заранее предсказать их характеристики упругости. Полученные в серии желатин-крахмальные фантомы по упругим характеристикам совпадают со стадиями фиброза печени по шкале Метавир.

Еще одной задачей нашего исследования была эхогенность. Эхогенность – характеристика ткани, определяемая при ультразвуковом исследовании. Эхогенность зави-

сит от акустических свойств исследуемого органа (коэффициентов отражения, преломления и поглощения звуковых волн). Эхогенность фантомов определяли, снимая В-сканы на УЗИ-сканере SonoScape A6.

Варьирование концентрации крахмала от 0,5% до 4% позволяет проследить плавное увеличение эхогенности от образца, где она минимальна (1%) до образца с наиболее четкой и равномерной (4%). Для оценки степени контрастности (яркости) объекта используется компьютерная программа для анализа и обработки изображений *ImageJ*, разработанная в National Institutes of Health (Рис. 5).

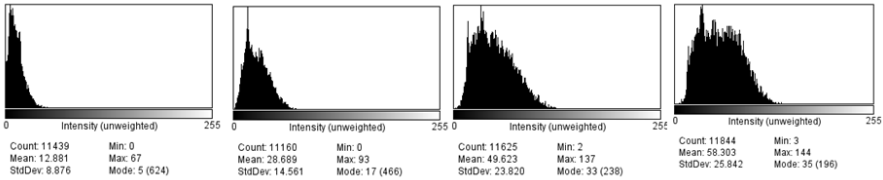


Рис. 5

Сравнивая получившиеся картинки по среднему (Mean), можно сделать заключение, что чем выше процент крахмала в фантоме, тем выше его эхогенность. И также, что для желатина является анэхогенным веществом.

Упругие свойства фантомов на основе желатина прямо зависят от его концентрации. Увеличение концентрации желатина с 5% до 10%, в среднем, вдвое увеличивает показатели упругости. Увеличение концентрации крахмала в желатиновых фантомах приводят к линейному росту модуля сдвига и модуля Юнга. Также по мере увеличения концентрации заваренного крахмала эхогенность образцов усиливается и становится более равномерной.

Итак, как было сказано ранее, исследование фантомов различных органов человека является одной из основных задач ультразвуковой медицины. Данный вид исследования недорогой, неинвазивный, практически безвредный, в сравнении с другими. УЗИ диагностика имеет достаточно широкий круг возможностей применения, но для усовершенствования данного метода необходимо добиться улучшения разрешающей способности аппаратуры, что позволит получать более качественные изображения тканей.

[1] Пыркова В.В., Синицын П.М., Синицына Ю.В., Демин И.Ю. Моделирование характеристик упругости и эхогенности фантомов с помощью крахмала // Биосистемы: организация, поведение, управление: Тезисы докладов 75-й Всероссийской с международным участием школы-конференции молодых учёных. – Н. Новгород, Университет Лобачевского, 2022. С. 185.

[2] Руденко О.В., Сафонов Д.В., Рыхтик П.И., Демин И.Ю., Гурбатов С.Н., Андреев В.Г., Романов С.В. Эластография сдвиговой волны: анализ клинических примеров (под. ред. А.В. Борсукова). Глава2 (часть 2). Клинические примеры применения точечной эластографии сдвиговой волной в дифференциальной диагностике патологии печени. – Смоленск: Смоленская городская типография, 2017. С. 97.

ОСОБЕННОСТИ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИКИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова, И.В. Седунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе исследуется обратное рассеяние акустических волн на дискретных неоднородностях, расположенных на плоском слабо отражающем дне. Представлена модель обратного рассеяния, учитывающая одновременное влияние характеристик подстилающей рассеиватели поверхности и неравномерности распределения неоднородностей по этой поверхности для определения концентрации частиц по данным акустических измерений.

Известно, что средняя интенсивность обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях определяется не только концентрацией рассеивающих частиц, но и рядом других параметров, таких как средние размеры рассеивателей, статистика распределения их по размерам, коррелированность их взаимного расположения по дну, коэффициент отражения акустических волн от дна, которое, как правило, представляет собой плоскую поверхность из илистых осадочных пород.

В работе [1] показано, что при учете отражения от донной поверхности, подстилающей рассеивающие частицы, в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния, кроме суммы интенсивностей сигналов, рассеянного неоднородностями и отраженного от не занятого рассеивателями дна, возникает дополнительное слагаемое, описывающее интерференцию их когерентных компонент. При учете группировки частиц в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния появится ещё одно слагаемое, так называемая коллективная составляющая [2].

Учет корреляции взаимного расположения рассеивателей приводит к увеличению среднего квадрата эффективного коэффициента отражения при неизменной средней поверхностной концентрации рассеивающих частиц по сравнению со случаем их хаотического, статистически независимого расположения по плоскости дна. Влияние корреляции частиц на средний квадрат эффективного коэффициента отражения V^2 показано на рис. 1.

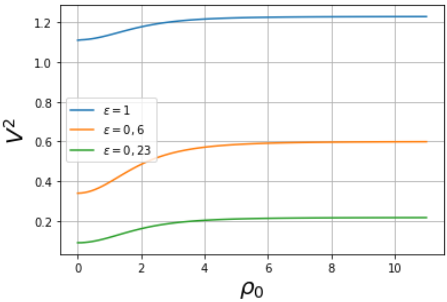


Рис. 1

Из рис. 1 следует, что изменение радиуса пространственной корреляции дискретных неоднородностей ρ_0 при неизменной их концентрации приводит к существенному изменению средней интенсивности обратного рассеяния. Графики приведены для трех различных коэффициентах упаковки неоднородностей ε, характеризующих относительную площадь дна, занятую рассеивателями.

Для решения практических вопросов разведки месторождений полезных ископаемых на дне океана интерес представляет обратная задача акустики – определение характеристик рассеивателей по данным эхолокации.

На рис. 2 представлена качественная зависимость средней поверхностной концентрации рассеивателей <n> от среднего квадрата эффективного коэффициента отражения от дна, содержащего дискретные случайные неоднородности, при трех разных моделях расчетов – для хаотического расположения неоднородностей на звукопрозрачном дне (наиболее простая модель), для случая слабо отражающего дна и некоррелированного расположения частиц и, наконец, при учете корреляции взаимного расположения неоднородностей и влияния отражения от подложки.

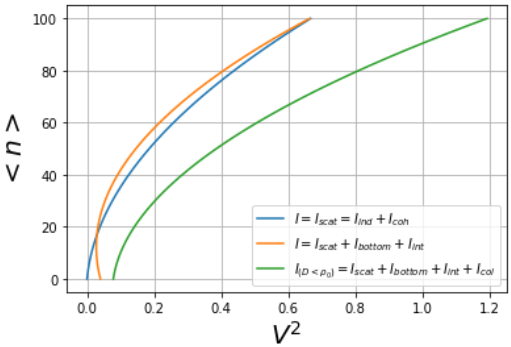


Рис. 2

Таким образом, в работе построена модель обратного рассеяния, учитывающая одновременное влияние реальных отражающих характеристик подстилающей рассеиватели поверхности и неравномерности распределения неоднородностей по этой поверхности для определения концентрации частиц по данным акустических измерений.

[1] Гвоздков Е.М., Грязнова И.Ю. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике, секция Акустика – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 312.

[2] Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Иващенко Е.Н. // Акустический журнал. 2016 Т. 62. С. 203.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 17 мая 2022 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И СИСТЕМ»

Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ПЛОТНОСТЬ ФУНКЦИИ ЛАГРАНЖА ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ЛАМЕ (И ФОРМАЛЬНЫЙ ПЕРЕХОД К УРАВНЕНИЯМ МАКСВЕЛЛА)

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение

Известно (см. [1]), что уравнение Ламе, описывающее упругие волны в изотропном твердом теле, может быть получено с помощью плотности функции Лагранжа следующего вида:

$$\begin{aligned} l = {} & \frac{\rho}{2}\left(\left(\frac{\partial u_1}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial t}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial t}\right)^2\right) - \\ & - \frac{\rho}{2}(a^2 - 2b^2)\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)^2 - \\ & - \rho b^2\left(\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_2}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_3}\right)^2\right) - \\ & - \frac{\rho}{2}b^2\left(\left(\frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1}\right)^2 + \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2}\right)^2\right). \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь u_i – компоненты трехмерного вектора $\boldsymbol{u}$ (вектора смещения среды), a – скорость продольных волн, b – скорость поперечных волн, ρ – плотность массы упругой среды.

Из теории поля известно, что к одним и тем же уравнениям движения распределенных систем могут приводить разные лагранжианы [2]. В настоящем докладе будет предложено другое выражение для плотности функции Лагранжа. Далее для него будет получено соотношение энергетического баланса. Кроме того, будет исследован вопрос о возможности получения из уравнения Ламе «максвеллоподобных» уравнений.

Методика

Запишем другое выражение для лагранжиана:

$$l = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}\right)^2 - \frac{\rho}{2}a^2(div\boldsymbol{u})^2 - \frac{\rho}{2}b^2(rot\boldsymbol{u})^2 + \boldsymbol{f}\boldsymbol{u}. \tag{2}$$

Это выражение сразу приведено в векторной форме (возможность записи его в инвариантном виде является важным достоинством). Последнее слагаемое учитывает наличие объемной плотности внешних сил (такой же член можно было бы добавить и к лагранжиану (1)). Можно показать, что, применяя вариант уравнений Эйлера-Лагранжа для распределенных систем, мы придем к «уравнению движения» следующего вида:

$$\rho\frac{\partial^2 \boldsymbol{u}}{\partial t^2} - \rho a^2 grad\ div\boldsymbol{u} + \rho b^2 rot\ rot\boldsymbol{u} = \boldsymbol{f}, \tag{3}$$

которое является уравнением Ламе.

Стандартными методами теории поля [1] из лагранжиана (2) можно получить тензор энергии-импульса и перейти к законам сохранения. Ограничимся случаем нулевых внешних сил. Тогда выполняется следующее уравнение энергетического баланса:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -div\boldsymbol{S}. \tag{4}$$

Здесь ε (объемная плотность энергии) определяется соотношением

$$\varepsilon = \frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t}\right)^2 + \frac{\rho}{2}a^2(div\boldsymbol{u})^2 + \frac{\rho}{2}b^2(rot\boldsymbol{u})^2. \tag{5}$$

Вектор **S** (объемная плотность потока энергии) следующий:

$$\boldsymbol{S} = -\rho a^2 \frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} div\boldsymbol{u} - \rho b^2 [\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} rot\boldsymbol{u}]. \tag{6}$$

Перейдем к вопросу – можно ли из уравнения Ламе (3) получить уравнения, напоминающие уравнения Максвелла для электромагнитного поля?

Введем обозначения:

$$rot\boldsymbol{u} = \boldsymbol{H}, \qquad -\frac{1}{b}\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} = \boldsymbol{E}'. \tag{7}$$

Тогда уравнение Ламе запишется так:

$$-\rho b \frac{\partial \boldsymbol{E}'}{\partial t} - \rho a^2 grad\ div\boldsymbol{u} + \rho b^2 rot\boldsymbol{H} = \boldsymbol{f}. \tag{8}$$

Если разделить его на ρb^2 и перенести все слагаемые в левую часть, мы будем иметь

$$rot\boldsymbol{H} - \frac{1}{b}\frac{\partial \boldsymbol{E}'}{\partial t} - \frac{a^2}{b^2} grad\ div\boldsymbol{u} - \frac{1}{\rho b^2}\boldsymbol{f} = 0. \tag{9}$$

Если взять дивергенцию от первого уравнения (7) и ротор от второго уравнения, а также дивергенцию от уравнения (9), мы будем иметь дополнительные три соотношения. Запишем их вместе с преобразованным уравнением Ламе (9). Всего получаются четыре соотношения:

$$\begin{aligned} &rot\boldsymbol{H} - \frac{1}{b}\frac{\partial \boldsymbol{E}'}{\partial t} - \frac{a^2}{b^2} grad\ div\boldsymbol{u} - \frac{1}{\rho b^2}\boldsymbol{f} = 0, \\ &rot\boldsymbol{E}' = -\frac{1}{b}\frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t}, \\ &div\boldsymbol{H} = 0, \\ &div(-\frac{1}{b}\frac{\partial \boldsymbol{E}'}{\partial t} - \frac{a^2}{b^2} grad\ div\boldsymbol{u}) - \frac{1}{\rho b^2} div\boldsymbol{f} = 0. \end{aligned} \tag{10}$$

Второе и третье уравнения формально ничем не отличаются от соответствующих уравнений Максвелла (мы здесь рассматриваем уравнения Максвелла с единичной

диэлектрической и магнитной проницаемостью). Первое и четвертое уравнения тоже напоминают уравнения Максвелла, если принять, что $div\boldsymbol{u}=0$ и $div\boldsymbol{f}=0$. Скорость поперечных волн b при этом играет роль скорости света.

Можно продвинуться дальше. Введем следующее интегральное обозначение для аналога скалярного потенциала

$$-\frac{a^2}{b}\int div\boldsymbol{u}\,dt=\varphi. \tag{11}$$

Кроме того, пусть

$$-\frac{1}{4\pi\rho b}\int div\boldsymbol{f}\,dt=\rho_e. \tag{12}$$

Тогда первое из уравнений (10) может быть записано так:

$$rot\boldsymbol{H}-\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial t}(\boldsymbol{E}'-grad\varphi)=\frac{1}{\rho b^2}\boldsymbol{f}. \tag{13}$$

Если считать, что

$$\boldsymbol{E}'-grad\varphi=\boldsymbol{E},\qquad \boldsymbol{j}=\frac{1}{4\pi\rho b}\boldsymbol{f}, \tag{14}$$

тогда уравнение (13) не будет отличаться от одного из уравнений Максвелла:

$$rot\boldsymbol{H}-\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}=\frac{4\pi}{b}\boldsymbol{j}. \tag{15}$$

Четвертое же из уравнений (10) с помощью этих переобозначений приводится к виду

$$div\boldsymbol{E}=4\pi\rho_e. \tag{16}$$

Величины $\boldsymbol{j}$ и ρ_e формально (абстрагируясь от размерностей) можно считать объемной плотностью тока и заряда. Итак, мы приходим к уравнениям, внешне совпадающим с уравнениями Максвелла:

$$\begin{aligned} &rot\boldsymbol{H}=\frac{1}{b}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{E}+\frac{4\pi}{b}\boldsymbol{j},\\ &rot\boldsymbol{E}=-\frac{1}{b}\frac{\partial\boldsymbol{H}}{\partial t},\\ &div\boldsymbol{H}=0,\\ &div\boldsymbol{E}=4\pi\rho_e. \end{aligned} \tag{17}$$

Если величины $\boldsymbol{E}$ и $\boldsymbol{H}$ формально считать напряженностью электрического поля и напряженностью магнитного поля (не обращая внимания на разные размерности), тогда первое из соотношений (7) позволяет не делать разницы между смещением $\boldsymbol{u}$ и векторным потенциалом $\boldsymbol{A}$. Лагранжиан (2) в этом случае записывается следующим образом:

$$l=\frac{\rho}{2}\left(\frac{\partial\boldsymbol{A}}{\partial t}\right)^2-\frac{\rho}{2}a^2(div\boldsymbol{A})^2-\frac{\rho}{2}b^2(rot\boldsymbol{A})^2+4\pi\rho b\boldsymbol{j}\boldsymbol{A}. \tag{18}$$

Если мы хотим, чтоб отдельные члены этого выражения совпали с соответствующими членами лагранжиана электромагнитного поля, мы должны (тоже не обращая внимания на размерности) допустить, что

$$4\pi\rho b^2 = 1. \qquad (19)$$

Можно показать, что для безвихревых волн смещения $\boldsymbol{u}$ в пространстве, свободном от источников, введенный нами аналог напряженности электрического поля $\boldsymbol{E}$ равен нулю.

В заключение доклада укажем, что энергетические соотношения (4), (5) и (6) могут быть получены и из уравнений (10) (при нулевых источниках) таким же способом, каким из уравнений Максвелла получается теорема Пойнтинга.

[1] Морс Ф.М., Фешбах Г. «Методы теоретической физики» Том 1. – М.: ИЛ, 1958.
[2] Соколов А., Иваненко Д. Квантовая теория поля – М. Л: ГИТТЛ, 1952.
[3] Гаврилин А.Т. Об универсальности максвелловой дифференциальной структуры // Труды XXIII конференции по радиофизике. ННГУ, 2019.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕНИ ДОСТИЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ В СЛУЧАЙНЫХ БЛУЖДАНИЯХ НА КВАДРАТНОЙ ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКЕ, ИНДУЦИРОВАННЫХ ИГРОВЫМ КОНФЛИКТОМ

М.И. Кривоносов[1)], С.Н. Тихомиров[1)], С.В. Денисов[1, 2)]

[1)] *ННГУ им. Н. И. Лобачевского*
[2)] *Столичный университет Осло*

Введение

Процессы случайных блужданий обнаруживают во многих областях исследований, в таких как теория массового обслуживания, теория эффективного рынка, теория принятия решений, область анализа поведения животных, и многих других [1]. Однако первоначальная природа возникновения траекторий движения не является полностью случайным процессом, а определяется на основе комбинации действий живых организмов и обработки внешней сенсорной информации. Стандартные методы случайных блужданий путем анализа результирующих траекторий позволяют косвенно получить информацию о компонентах. В данной работе мы рассматриваем траектории, возникающие в результате игры двух оппонентов на конечной квадратной решетке с противоположными целями: первый игрок должен как можно дольше продержаться внутри поля, а второй игрок должен как можно скорее достичь границы [2]. Каждое движение фишки (ход) в одном из четырех направлений определяется независимым выбором двух игроков. Результат игры – количество ходов в игре от центра поля до момента достижения границы. Далее мы представляем результаты анализа частного случая игры оппонента против бота, равновероятно определяющего свой выбор на каждом ходу, и приводим доказательство оптимальности среднего времени игры для предложенной стратегии в случае оппонента, играющего за центр.

Описание игры

Игра Random Walk [2-3] – это игра на квадратной решетке с вершинами $(i,j),\ i,j \in \{0,1,\dots,N\}$, где N – четное число, между двумя антагонистическими игроками A и B. Игра начинается из центра квадрата, т. е. из вершины $\left(\frac{N}{2},\frac{N}{2}\right)$. Оба игрока могут видеть текущее положение точки (маркера) на поле и историю перемещений. Игровое поле представляет собой квадратную решетку нечетной длины $n = N + 1$, состоящую из внутренних и поглощающих (граничных) узлов решетки. Первоначально точка находится в центре квадрата. На каждом этапе игры игроки контролируют движение точки, независимо выбирая один из двух возможных вариантов хода.

Информация о перемещении фишки (определяемом совместным выбором игроков) представлена матрицей, известной обоим игрокам (см. рис.). Цель первого игрока (A) – как можно дольше удерживать точку внутри квадрата, т. е. на внутренних узлах решетки, а цель второго игрока (B) – достичь поглощающей границы, т. е. одного из поглощающих состояний, как можно быстрее.

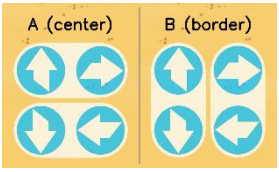


Рис.

Рассматриваемый частный случай игры состоит в

фиксировании стратегии одного из игроков на все время игры. Стратегия бота состоит в независимом равновероятном случайном выборе одного из двух вариантов на каждом ходу. Соответственно, возникают два типа игры: игрок старается как можно дольше сохранить фишку внутри поля, играя против случайного бота (P vs B) или игрок старается как можно быстрее достичь границу, играя против случайного бота (B vs P).

Математическая модель игры

Исследование игры проводилось в рамках теории поглощающих Марковских цепей [4]. Состоянием в игре является узел решетки (i, j), а движение фишки на каждом ходу – переходом из одного состояний в другое. Основываясь на свойстве независимости следующего состояния от предыдущих состояний при фиксированном текущем состоянии, примем также, что выбор игроков на каждом ходу также зависит только от текущей позиции на решетке. Тогда определим смешанную стратегию S_{ij}^{p} определяемую распределением Бернулли σ_{ij}^{p} для игрока $p \in \{\mathrm{A}, \mathrm{B}\}$ в состоянии (i, j):

$$\sigma_{ij}^{p}(s) = \begin{cases} f_{ij}^{p}, & if\ s = 0, \\ 1 - f_{ij}^{p}, & if\ s = 1, \end{cases} \tag{1}$$

где f_{ij}^{p} – вероятность выбора игроком первого варианта хода ($s = 0$).

Тогда вероятность перехода из состояния (i, j) в состояние (x, y) в свою очередь определяется для смешанной стратегии следующей формулой:

$$P\big((i,j) \to (x,y)\big) = \begin{cases} 0, & if\ |i-x| + |j-y| \neq 1, \\ f_{ij}^{A}\big(1 - f_{ij}^{B}\big), & if\ x = i \wedge y = j+1,\ (\rightarrow), \\ \big(1 - f_{ij}^{A}\big) f_{ij}^{B}, & if\ x = i+1 \wedge y = j,\ (\downarrow), \\ \big(1 - f_{ij}^{A}\big)\big(1 - f_{ij}^{B}\big), & if\ x = i \wedge y = j-1,\ (\leftarrow), \\ f_{ij}^{A} f_{ij}^{B}, & if\ x = i-1 \wedge y = j,\ (\uparrow). \end{cases} \tag{2}$$

Четырехсвязная решетка определяет движение в направлении 4 соседних состояний, отличающихся на 1 по одной из координат от текущего состояния. Таким образом, первый случай в формуле определяет нулевую вероятность перехода между несвязанными состояниями, и оставшиеся соответствуют четырем направлениям движения фишки.

При фиксированных стратегиях для обоих игроков матрица переходов однозначно определена и задает все возможные переходы в Марковской цепи. При этом узлы $(0, j), (i, 0), (N, j), (i, N), i = \overline{1, N-1}, j = \overline{1, N-1}$ соответствуют граничным поглощающим состояниям, а узлы $(i, j), i = \overline{1, N-1}, j = \overline{1, N-1}$ – внутренним промежуточным состояниям. В случаях фиксированной стратегии бота, определяющей равновероятный выбор значения, $f_{ij}^{p_1} = 0.5$ для всех (i, j) и двух вариантов целей игры $p_1 \in \{\mathrm{A}, \mathrm{B}\}$. Таким образом, оставшиеся свободные переменные $f_{ij}^{p_2}$ определяют стратегию второго игрока $p_2 \in \{A, B\} \setminus \{p_1\}$.

Результатом одной игры является количество шагов до момента поглощения граничными узлами. Рассматривая смешанные стратегии игроков, результат будет зави-

сеть не только от выбранных стратегий, но и от случайной компоненты. Это в свою очередь приводит к статистическому способу оценки успешности стратегий. Таким образом, результатом стратегии второго игрока против бота определим, как математическое ожидание числа ходов $\mathrm{t_n}$ до момента поглощения на границе поля размера $\mathrm{n} \times \mathrm{n}$. В зависимости от цели игрока он должен либо максимизировать среднее время поглощения (P vs B), либо наоборот минимизировать (B vs P). Далее рассмотрим оптимальную стратегию для первого случая P vs B.

Случай P vs B

Постановка задачи оптимизации для первого случая, в котором целью игрока является удержание фишки внутри поля как можно дольше, формулируется следующим образом: $t_n^{P\ vs\ B} = \max_{\mathbf{f}} t_n(\mathbf{f})$, где $\boldsymbol{f} = \left(f_{ij}^p\right)$ – матрица, определяющая смешанную стратегию $S_p(\boldsymbol{f})$ игрока p в каждом узле поля (i, j).

Теорема 1. Класс стратегий $\mathbf{S_1}$, таких что окончание игры происходит в двух угловых поглощающих состояниях на главной диагонали, является классом оптимальных стратегий в игре P vs B.

Доказательство. Выполним замену координат узлов решетки поля игры $u = x + y$, $v = x - y$. Тогда перемещение фишки игроком при выборе на каждом ходу изменяет координаты следующим образом:

$$(u, v) \to \begin{cases} (u \pm 1, v + 1), & if\ s = 0, \quad \uparrow\rightarrow \\ (u \pm 1, v - 1), & if\ s = 1, \quad \leftarrow\downarrow \end{cases} \tag{3}$$

Таким образом изменение координаты v происходит детерминировано в зависимости от выбора игрока, а значение координаты u – равновероятно увеличивается или уменьшается на единицу. Рассмотрим стратегию S, при которой в состояниях соседних с поглощающими узлами выбор будет выполняться так, чтобы увеличить расстояние до поглощающего узла по координате v. Это возможно во всех узлах, кроме угловых на главной диагонали, так как в них имеется два поглощающих соседних состояния со значениями координаты $v + 1$ и $v - 1$, то есть $S \in \mathbf{S_1}$.

Пусть p_{uv}^k – вероятность оказаться в узле с координатами (u, v) на шаге k. Тогда $p_u^k = \sum_{v=1}^{N-1} p_{uv}^k$ – вероятность оказаться на линии с координатой u на k ходу. Независимо от выбора игрока переход на соседние линии осуществляется равновероятно. Рассмотрим новую марковскую цепь $\boldsymbol{P}^*$, в которой состояние представляет собой линию $u = const$ в исходной цепи. Таким образом получаем одномерное случайное блуждание по внутренним состояниям $2 \le u \le 2N - 2$ с окончанием в одном из двух поглощающих состояний на концах цепи $u = 1$ или $u = 2N - 1$. Используя формулу из [5] для первого момента времени для одномерного случайного блуждания на отрезке $[0, B]$ с поглощающими состояниями на концах отрезка, стартовым состоянием в центре отрезка и равновероятными переходами в соседние узлы, получаем $\mathrm{t_n}(S) = (n-2)^2, S \in \boldsymbol{S_1}$.

Покажем, что не существует стратегии, имеющей время большее, чем время $\mathrm{t_n}(S), S \in \boldsymbol{S_1}$. Рассмотрим все оставшиеся стратегии $S \notin \boldsymbol{S_1}$, которые характеризуются свойством возможности поглощения в состояниях при $1 < u < 2N - 1$. Рассмотрим узел (u^*, v^*) соседний с поглощающим состоянием при $1 < u^* < 2N - 1$, в котором в

стратегии игрока имеется ненулевая вероятность смещения координаты v в сторону поглощающего узла. Если ни один из таких узлов недостижим из центральной вершины, то единственными поглощающими состояниями будут угловые вершины на главной диагонали, а значит $S \in \boldsymbol{S_1}$, что противоречит исходной посылке. Если же узел достижим, значит существует траектория некоторой длины l, проходящая через узел (u^*, v^*). Пусть следующим ходом игрок выбрал движение в сторону, увеличивающую $|v|$. Тогда есть два случая: произошел переход в поглощающее состояние; произошел переход в транзитное состояние поля.

В первом случае игра завершилась, и её результат составил $l + 1$ ход. Однако, поменяв выбор игрока на противоположный – результат увеличится как минимум на $\min\{u^*, 2N - u^*\} - 1 > 0$ за счет необходимости движения до углового поглощающего состояния. Таким образом произвольная траектория, полученная в стратегии $S \notin \boldsymbol{S_1}$ и проходящая через узел (u^*, v^*) с окончанием на следующем ходу, может быть удлинена за счет более оптимального выбора игрока, то есть существует стратегия из класса $\boldsymbol{S_1}$ с большим числом ходов.

Во втором случае игра продолжается и происходит эквивалентный переход в транзитное состояние в цепи $\boldsymbol{P}^*$, соответствующей одномерному случайному блужданию. Так как переход в цепи $\boldsymbol{P}^*$ не зависит от выбора игрока, то смена выбора игрока на противоположный будет соответствовать переходу в то же состояние в цепи $\boldsymbol{P}^*$. Таким образом длина траектории независимо от выбора игрока увеличится на один, и игра продолжится из одинакового состояния.

Следовательно, среднее время игры для стратегии $S \notin \boldsymbol{S_1}$ могло только уменьшиться, то есть стратегия $S \notin \boldsymbol{S_1}$ не является оптимальной стратегией. Так как среднее время игры для всех стратегий $S \in \boldsymbol{S_1}$ одинаковое и не существует стратегии, имеющей большее время, заключаем, что стратегия $S \in \boldsymbol{S_1}$ имеет оптимальное среднее время игры.

Заключение

В работе приведена оптимальная оценка среднего времени игры на конечной двумерной решетке, показана достижимость оценки с использованием предложенной простой стратегии: контролировать завершение игры только в угловых поглощающих состояниях на главной диагонали за счет выбора движения в направлении главной диагонали. Данная работа служит отправной точкой для дальнейших исследований случая игры за границу против бота, а также наиболее интересного случая игры двух игроков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №20-31-90121\20).

[1] Zaburdaev V., Denisov S., Klafter J. // Rev. Mod. Phys. 2015. Vol. 87. P. 483.
[2] Krivonosov M.I., Tikhomirov S.N., Denisov S. // Arxiv. 2021. (Препринт). https://arxiv.org/abs/2111.02785
[3] https://scigames.ru
[4] Kemeny J.G., Snell J.L. Finite Markov Chains. – NY: Springer New York, 1976, p. 46.
[5] Redner S. A Guide to First-Passage Time – Cambridge: Cambridge University Press, 2001, 328 p.

АНАЛИЗ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ ИМЕЮЩИХСЯ МЕТЕОДАННЫХ

А.В. Лапинов[1, 2], И.С. Ундалова[2]

[1] ИПФ РАН
[2] НГПУ им. К. Минина

Глядя на то, какая погода стояла весной 2022 г. в Н.Новгороде, когда в двадцатых числах мая падал снег, и до 25 мая ночные температуры держались вблизи нулевой отметки, казалось бы, сложно говорить о каком-то глобальном потеплении. Иногда даже может сложиться впечатление, что рассуждения о потеплении климата являются чьей-то надуманном идеей ради продвижения скрытой коммерческой выгоды. Тем не менее, если посмотреть на график поведения глобальной температуры земной поверхности и моря с 1850 г. по настоящее время, приведенный на сайте Университета Восточной Англии [1], то начиная с 1976 г. на нем отчетливо виден устойчивый рост средней температуры относительно уровня 1961–1990 гг., выбранного за нулевую отметку. То обстоятельство, что сегодня происходит массовое таяние ледников в Альпах, Гренландии, Антарктиде, уменьшение ледового покрова Арктики и освобождение ото льда Северного морского пути, уже вряд ли у кого-то вызывает сомнения. Несомненно, что в общую копилку данного тренда в 2022 г. ложатся и такие явления, как аномальное повышение температуры в Антарктиде, когда во второй половине марта на французско-итальянской станции «Конкордия» температура была выше среднего значения примерно на 40 градусов, а на станции «Восток» рекорд был превышен почти на 15 градусов [2]. Сюда можно также добавить и аномальную жару в Индии [3], сделавшую март 2022 г. самым жарким за все 120 лет метеонаблюдений, когда на большей части страны норма была превышена на 4.5–8.5 градусов, а в штате Уттар-Прадеш температура достигла 45.9^{o}C. Незабываемым событием для европейской части России является, конечно же, август 2010 г. с превышением отметки в 37^{o}C.

Поскольку климат характеризуется долговременной статистикой, то чтобы оценить достоверность утверждений о глобальном потеплении, нами был предпринят анализ поведения температуры на основе имеющихся открытых метеоданных для большого количества мест за все время метеонаблюдений. Был в этом и чисто утилитарный аспект, связанный с астроклиматом. Дело в том, что в настоящее время, несмотря на бурный рост интереса к радиоастрономии за рубежом и строительство уникальных мм и субмм обсерваторий в Западном полушарии, таких как SMA на Гавайях, APEX и ALMA в Чили, LMT в Мексике, Восточное полушарие и особенно Россия сильно отстают от общемировых трендов. Так два 22-м радиотелескопа, когда-то бывшие самыми крупными в мире, построенные в Пущино возле Москвы в 1959 г. и в Кацивели в Крыму в 1967 г., остаются нашими единственными научными инструментами такого размера в условно мм диапазоне длин волн. Поскольку оптическая толщина атмосферы на коротких волнах очень сильно зависит от интегрального содержания водяного пара, концентрация которого пропорциональна температуре, выбор оптимальных мест с точки зрения астроклимата для коротковолнового диапазона должен учитывать не только сегодняшние реалии, но и предсказания, связанные с глобальным потеплением.

В качестве примера использованных данных на рис. 1 точками указаны среднегодовые температуры для района Тегель в Берлине – места, для которого мы располагаем статистикой по каждому месяцу, начиная с 1701 г [4]. Число на рисунке после названия населенного пункта означает высоту места над уровнем моря.

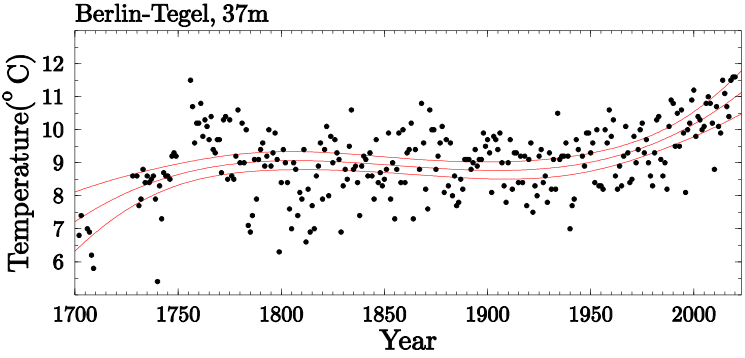


Рис. 1

Непрерывными линиями показан результат нашей аппроксимации представленных данных методом наименьших квадратов при помощи полинома 3-й степени и доверительный интервал ±3σ. Из приведенного графика видно, что начиная со второй половины XVIII века и вплоть до последней трети XX века температура была примерно на одинаковом уровне, если не считать небольшого падения, пока не начался ее устойчивый рост. Интересно, что загиб кривой вниз слева согласуется с Маундеровским минимумом солнечной активности (примерно с 1645 по 1715 гг.), соответствующим наиболее холодной эпохе в современной истории человечества, называемой также малым ледниковым периодом. Низкие температуры приводили тогда к выпадению снега и заморозкам в летние месяцы, замерзанию зимой Темзы и Дуная, что позволяло использовать их для катания по льду. В летние месяцы были нередки неурожаи, сопровождавшиеся голодом. В качестве сопутствующих причин похолодания при этом называют также частые вулканические извержения и ослабление океанической циркуляции. Частично, на короткий период данная история повторилась на следующий год после извержения вулкана Тамбора в Индонезии весной 1815 г., когда на североамериканском континенте лето не наступило вовсе. Снег шел в июне, и первые заморозки ударили в августе. Рекордные дожди погубили урожаи на трех континентах. В Индии, напротив, вначале была засуха. Начался голод и эпидемии [5]. Хотя средняя температура упала всего на 0.7^{o}, катастрофа случилась из-за нарушения циркуляции воздушных потоков.

По всей видимости, особняком от большинства регионов в смысле глобального потепления находится Япония, для которой повышение температуры происходит довольно монотонно с начала XX века. Показательный пример приведен на рис. 2.

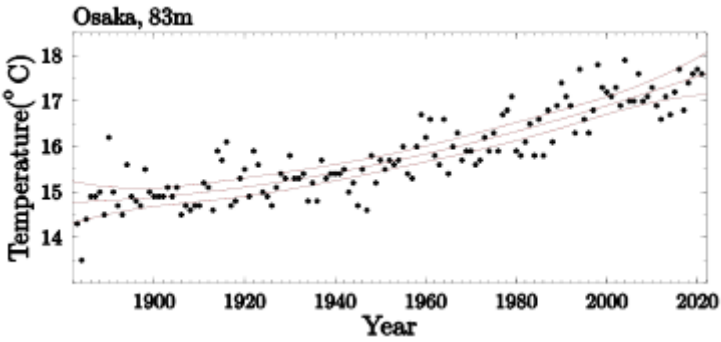


Рис. 2

Чтобы уменьшить влияние разброса в температуре между соседними годами при анализе временных трендов, мы для каждого из рассмотренных регионов проанализировали большое количество мест и провели усреднение за соседние 20-летние интервалы, начиная с 1941 г. по 2021 г, взяв затем за основу разницу средних значений температуры по близлежащим временным интервалам. В качестве примера в таблице ниже для части из рассмотренных регионов приведен относительный прирост температур между соседними периодами усреднения.

Табл.

Регион	$\langle T_{1961\text{-}1980}\rangle - \langle T_{1941\text{-}1960}\rangle$	$\langle T_{1981\text{-}2000}\rangle - \langle T_{1961\text{-}1980}\rangle$	$\langle T_{2001\text{-}2021}\rangle - \langle T_{1981\text{-}2000}\rangle$
Зап. Европа	0.0	0.6	0.6
Нижегор. обл.	0.1	0.7	1.0
Крым	0.1	-0.1	1.4
Кавказ	0.1	0.1	0.9
Памир	0.1	-0.1	0.7
Тибет	-	0.5	1.0
Япония	0.4	0.6	0.7

Из приведенной таблицы видно, что глобальное потепление является неоспоримым фактом, хотя в различных регионах Земли происходит несколько разными темпами и стартовало в них различное время. Например, в Крыму и на Кавказе небольшое похолодание в ряде мест на 0.1–0.3°C во второй половине XX века, продлившееся вплоть до начала 1990-х отсрочило старт потепления. Все это время температура почти не менялась и на Памире, в противоположность Тибету, где потепление в ряде регионов наблюдалось с начала метеонаблюдений в 1960-х годах. Одним из первых регионов, испытавших на себе потепление практически с начала XX века, стала Япония. В целом, по порядку величины скорость потепления в настоящее время близка к величине ~1.0°C за 20 лет, отличаясь между регионами примерно в 1.5 раза. Кроме этого, наш анализ показывает, что в последнее время потепление почти всюду происходит с нарастающей скоростью. Максимальной скоростью потепления в настоящее

время из рассмотренных регионов обладает Крым. Практически единственным замеченным нами местом, где потепление происходит с замедлением, является уезд Тингри в Тибете, где расположена самая высокая точка мира – Джомолунгма, и насчитывающий на своей территории четыре горы высотой более 8000 метров. По сравнению с Западной Европой, где прирост среднегодовой температуры в настоящее время происходит со скоростью ~0.6°C за 20 лет, что близко к темпам роста в Японии и на Памире, в Нижегородской области данная величина за тот же период составляет ~1.0°C, что близко к темпам роста на Кавказе и Тибете. Что касается Восточного Памира, который является одним из лучших мест Восточного полушария с точки зрения астроклимата для развития мм и субмм радиоастрономии [6] и расположен по широте примерно на 10° севернее Тибета, относительный прирост среднегодовой температуры здесь происходит меньшими темпами (~0.6°C за 20 лет против ~1.0°C в Тибете), а значения температуры на высоте в 3500 м на Памире примерно как в Тибете на 4500 м.

Работа выполнена при поддержке гос. программы ИПФ РАН 0030-2021-0005.

[1] https://www.uea.ac.uk/groups-and-centres/climatic-research-unit
[2] https://www.gismeteo.ru/news/nature/u-poljusov-zemli-fiksiruetsya-pugajushhee-poteplenie/?utm_source=gismeteo&utm_medium=rss_feed&utm_campaign=news
[3] https://vk.com/wall-22468706?owners_only=1&q=Индия страдает от волны жары
[4] http://www.pogodaiklimat.ru/history/10382.htm
[5] https://www.youtube.com/watch?v=mcfm8IFhyz0&t=30s
[6] Lapinov A.V., Lapinova S.A., Petrov L.Yu., Ferrusca D. // Proceedings of SPIE (Eds. Jonas Zmuidzinas, Jian-Rong Gao). 2020. Vol. 11453. P. 114532O. doi: 10.1117/12.2560250.
[7] Lapinov A.V., Lapinova S.A., Khabarova T.A., Petrov L.Yu., Ferrusca D., Borisov A.S. // The International Conference «Submillimeter and Millimeter Astronomy: Objectives and Instruments», Moscow, AstroSpaceCenter, 12–16 April 2021 with pdf of presentation in https://millimetron.ru/conference_2021/Lapinov.pdf.

МИНИМИЗАЦИЯ ФУНКЦИИ ПОТЕРЬ БЛАГОСОСТОЯНИЯ ДОМОХОЗЯЙСТВ В ДИНАМИЧЕСКОЙ СТОХАСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ОБЩЕГО РАВНОВЕСИЯ

О.Н. Минаева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Изменение курса макроэкономической политики любого государства требует оценки количественного эффекта результатов проводимых реформ. Повышение уровня благосостояния населения страны можно считать одним из критериев успешности проводимого курса. Динамические стохастические модели общего равновесия (DSGE модели) являются ведущим независимым инструментом для проведения таких оценок.

DSGE моделирование получило широкое распространение в практике государственного регулирования зарубежных стран. Что касается российских реалий, то аппарат DSGE моделирования российской экономики в научной литературе представлен весьма скудно.

В качестве DSGE модели экономики России в данной работе используется модифицированный вариант новой кейнсианской модели для малой открытой экономики, подробно описанной Gali и Monacelli в 2008 году [1].

Неокейнсианская модель объясняет механизм возникновения инфляции принципиально по-другому, чем неоклассическая модель. В неоклассической модели инфляция возникает при нарушении макроэкономического равновесия, которое не зависит от изменения уровня цен. В неокейнсианской модели инфляция – результат совокупных решений корректирующих свои цены фирм, ориентирующихся на издержки текущего и будущего периодов.

Преимуществом этой модели по сравнению с ее классическим вариантом является формальное выражение для функции потерь благосостояния домохозяйств:

$$L = \frac{1}{2}\left[\left(\sigma + \frac{\varphi+\alpha}{1-\alpha}\right) var(\tilde{y}_t) + \frac{\varepsilon}{\lambda} var(\pi_t)\right],$$

где $\tilde{y}_t$ – разрыв выпуска; π_t – инфляция в период t, $1-\alpha$ – эластичность выпуска по труду.

Значение инфляции в период t зависит от показателя $\lambda = \frac{(1-\theta)(1-\beta\theta)}{\theta} \cdot \frac{1-\alpha}{1-\alpha+\alpha\varepsilon}$, который уменьшается при увеличении «ценовой жесткости» θ, коэффициента эластичности спроса ε и показателя α в производственной функции Кобба-Дугласа.

Нетрудно заметить, что вес дисперсии разрыва выпуска в функции потерь благосостояния растет при увеличении значений параметров σ, φ и α. Причина в том, что большие значения «кривизны» этих параметров усиливают влияние отклонения выпуска от его естественного уровня на величину разрыва между предельной нормой замещения и предельным продуктом труда. С другой стороны, вес дисперсии инфляции растет с увеличением ε–эластичности замещения между товарами, усиливая потери благосостояния, связанные с разбросом цен θ в результате любого отклонения от нулевой инфляции. Так как θ обратно пропорциональна λ, то, чем больше разброс цен, тем выше потери благосостояния.

Именно в неокейнсианской модели функция потерь благосостояния L может быть использована для оценки и сравнения двух правил монетарной политики: правила Тейлора (правило процентной ставки) и правила роста денежной массы.

В работе рассмотрено несколько сценарных вариантов прогнозирования показателей национальной экономики.

Динамика основных макроэкономических переменных и в первом и втором вариантах анализировалась в ответ на два экзогенных шока: шок монетарной политики и технологический шок.

Для каждого сценария рассчитывалось значение функции L. Результаты расчетов представлены в таблице. Все моделируемые шоки положительные.

Моделируемые сценарии	$\tilde{y}_t$	π_t	L
Правило процентной ставки, шок монетарной политики – Сценарий 1	0,9650	0,0334	10,9260
Правило процентной ставки, технологический шок – Сценарий 2	0,1142	0,0197	5,4878
Правило роста денежной массы, шок монетарной политики – Сценарий 3	3,8606	0,5625	157,9556
Правило роста денежной массы, технологический шок – Сценарий 4	1,1650	0,0420	13,6374

Подготовительным этапом перед непосредственным проведением DSGE моделирования является калибровка параметров на основе временных рядов. В данной работе часть калибруемых параметров, необходимых для вычисления L, получена по российским квартальным статистическим данным [2].

Моделирование теоретической неокейнсианской модели реализовано в среде MATLAB в пакете Dynare. Дисперсии выпуска и инфляции, необходимые для вычисления значений функции потерь благосостояния домохозяйств, рассчитаны в пакете Dynare.

В минимизирующем потери благосостояния варианте монетарной политики, центральный банк, руководствуясь правилом процентной ставки, придерживается политики таргетирования инфляции. Кроме того, шок общефакторной производительности (технологический шок) приводит к тому, что происходит увеличение выпуска за счет повышения производительности труда.

Импульсные отклики в момент технологического шока (Сценарий 2) отдельных макроэкономических показателей представлен на рисунке. По горизонтальной оси отмечены периоды (кварталы) возвращения экономической системы в состояние равновесия.

Создание высокотехнологичных производств во всех отраслях промышленности – это современный и, возможно, безальтернативный путь экономического роста и развития. Рост производительности труда – это основной источник увеличения национального дохода. Тем не менее, повышение производительности труда (создание роботизированных производств), цифровизация различных отраслей и сфер приведет к повышению благосостояния, в основном, собственников производств. Благосостояние отдельного наемного работника при этом все меньше будет зависеть от производительности его труда. Падение занятости в момент технологического

шока продемонстрировано на рисунке. Однако с течением времени показатель занятости постепенно возвратится в состояние равновесия.

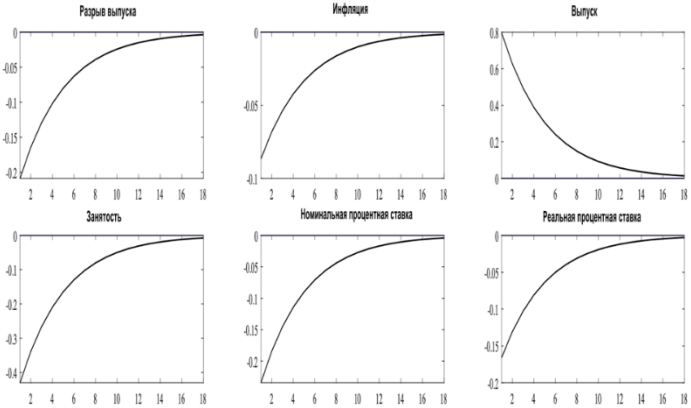


Рис.

[1] Gali J. Monetary policy, inflation, and the business cycle: an introduction to the New Keynesian framework. 2008. 203 pp.

[2] Минаева О.Н. DSGE моделирование показателей национальной экономики: калибровка параметров / О. Н. Минаева // Труды XXV научной конференции по радиофизике: материалы докладов, Нижний Новгород, 14–26 мая 2021 года. – Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2021. С. 430-432.

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ОКРУЖАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН ЛЭМБА В УПРУГОМ СЛОЕ

З.П. Мишустова, С.В. Казачек, И.Н. Солдатов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Распространение акустических волн в упругой пластине, погруженной в неподвижную сжимаемую жидкость, ранее исследовалось, преимущественно, в рамках, так называемых технических теорий, когда колебания упругой пластины описываются приближенными уравнениями типа Жермен–Лагранжа и т.п. Причем принималось, что жидкость безгранична в направлении по нормали к пластине. В предположении малости отношения плотности жидкости к плотности упругого материала в этих работах были сделаны расчеты коэффициента затухания и относительного изменения фазовой скорости упругой волны из-за влияния жидкости. Однако технические теории хорошо описывают только низшую моду в низкочастотном диапазоне, а вторая, реже, третья-четвертая моды, если и описываются, то весьма неудовлетворительно, причем более высокие моды вообще выпадают из рассмотрения. Работ, где использовалась бы теория упругости мало и, опять–таки, рассмотрение нормальных волн ограничивалось низкочастотным диапазоном, влияние движения газа не учитывалось [1].

В данной работе мы ставим задачу определения таких параметров газа, как скорость потока и давление, по изменению характеристик нескольких упругих мод под влиянием газовой нагрузки. Рассмотрение распространения упругих волн ведется на основе общей теории упругости, т.е. для описания колебаний пластины не используются приближения технических теорий, пластина рассматривается с позиции теории упругости как упругий изотропный однородный слой. Переход к более строгому подходу обусловлен не столько желанием более точного описания волновых процессов, сколько необходимостью выяснения характеристик высших мод при движущейся газовой нагрузке, что невозможно сделать в рамках технических теорий. Настоятельность описания высших мод связана с тем, что в неразрушающем контроле удобно использовать (и уже достаточно давно применяются на практике) нормальные волны s_0, s_1, a_0, a_1, a_2 и, реже, более высокие моды.

Постановка задачи

Задачу о влиянии движущейся плотной газовой среды (сжимаемой жидкости) на распространение нормальных волн в упругом слое рассмотрим в предположении, что газовая среда контактирует с упругим слоем только с одной стороны, причем она имеет конечную протяженность в направлении, перпендикулярном поверхности слоя.

Влиянием диссипации в упругой среде и газе пренебрегаем. Пренебрежем также влиянием силы тяжести. Пусть одна сторона изотропного однородного упругого слоя толщины h находится в контакте со слоем однородной сжимаемой невязкой жидкости толщины l с плотностью ρ_f и скоростью звука c_f. Прямоугольную декартову систему координат Oxz выберем так, что плоскость $z = h / 2$ будет верхней поверхностью упругого слоя, причем эта поверхность будет границей раздела упругой и газообразной сред (рис. 1). Материал упругого слоя характеризуется плотностью ρ и параметрами

Ламе λ, μ. Газ в невозмущенном состоянии считаем равномерно движущимся со скоростью $U = const$ параллельно границе раздела в направлении оси x.

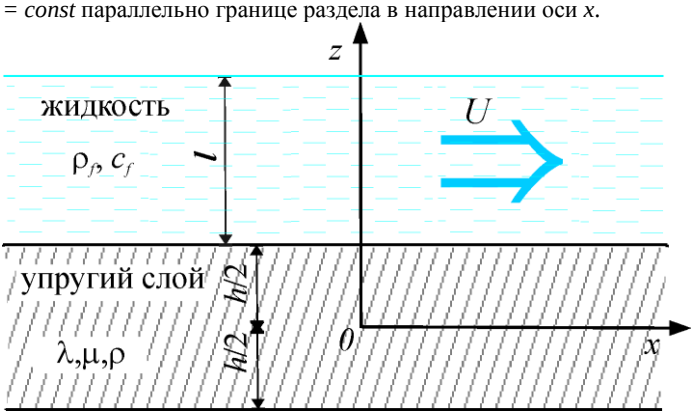


Рис. 1

Введем потенциал Θ, тогда линеаризованное уравнение движения газа примет вид

$$\frac{\partial^2\Theta}{\partial t^2} + 2U\frac{\partial^2\Theta}{\partial t\partial x} + U^2\frac{\partial^2\Theta}{\partial x^2} - c_f^2\Delta\Theta = 0, \qquad (1)$$

где вектор скорости $\mathbf{v} = (v_x, v_z)^T$ и давление p связаны с потенциалом Θ выражениями $\mathbf{v} = \nabla\Theta$, $p = -\rho_f\frac{\partial\Theta}{\partial t} - \rho_f U\frac{\partial\Theta}{\partial x}$, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, ρ_f – плотность газа.

Движение частиц упругого слоя описывается векторным уравнением

$$\frac{\partial^2\boldsymbol{u}}{\partial t^2} - c_p^2\nabla div\,\boldsymbol{u} + c_s^2 rotrot\,\boldsymbol{u} = 0, \qquad (2)$$

где $\mathbf{u} = (u, w)^T$ – вектор перемещений; $c_p = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$, $c_s = \sqrt{\mu/\rho}$ – скорости продольной и поперечной упругих волн соответственно, ρ – плотность упругой среды, λ, μ – модули упругости Ламе.

Граничные условия. На верхней границе упругого слоя $z = h/2$ должны выполняться условия непрерывности нормальных напряжений, нормальной компоненты вектора скорости и равенство нулю тангенциальных напряжений

$$-p|_{z=h/2+0} = \sigma_{zz}|_{z=h/2-0},\ \sigma_{zx}|_{z=h/2-0},\ v_z|_{z=h/2+0} = \frac{\partial}{\partial t}w|_{z=h/2-0}. \qquad (3)$$

На нижней свободной границе упругого слоя $z = -h/2$ и нормальная и тангенциальная компоненты тензора напряжений равны нулю

$$\sigma_{zz}|_{z=-h/2} = 0,\ \sigma_{zx}|_{z=-h/2} = 0, \qquad (4)$$

где напряжения связаны с перемещениями законом Гука $\sigma_{zz} = (\lambda + 2\mu)\frac{\partial w}{\partial z} + \lambda\frac{\partial u}{\partial x}$, $\sigma_{xz} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)$.

Сжимаемая жидкость ограничена по координате *z*: помимо границы $z = 0$ (с упругим слоем) имеет вторую границу при $z = l + h/2$, которая является либо свободной $p|_{z=l+h/2} = 0$, либо абсолютно жесткой $v_z|_{z=l+h/2} = 0$.

Дисперсионное уравнение. Влияние газового потока на нормальные волны в упругом слое

Введем упругие потенциалы

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial z}, w = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\partial \Psi}{\partial x}. \tag{5}$$

Решение сформулированной выше краевой задачи будем искать в виде монохроматических волн, распространяющихся вдоль оси *x*

$$\begin{gathered} \Theta = \left(C_1 ch\gamma \left(z - \frac{h}{2} \right) + C_2 sh\gamma \left(z - \frac{h}{2} \right) \right) e^{ikx - i\omega t}, \\ \Phi = (C_3 ch\eta z + C_4 sh\eta z) e^{ikx - i\omega t}, \\ \Psi = (C_5 ch\zeta z + C_6 sh\zeta z) e^{ikx - i\omega t}, \end{gathered} \tag{6}$$

где $\gamma^2 = k^2 - \frac{(\omega - Uk)^2}{c_f^2}$, $\eta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_p^2}$, $\zeta^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c_s^2}$, ω – циклическая частота, k – волновое число, $C_j, (j = 1, \dots, 6)$ – произвольные постоянные. Введем безразмерные переменные и параметры $t' = tc_s/h,\ x' = x/h,\ z' = z/h,\ \Omega = \omega h/c_s,\ k' = kh,\ l' = l/h,$ $\gamma'^2 = k'^2 - (\Omega - \mathrm{U}'k')^2/\beta^2, \eta'^2 = k'^2 - \Omega^2 c_s^2/c_p^2, \eta_* = \eta'/2\ , \zeta'^2 = k'^2 - \Omega^2, \zeta_* = \zeta'/2,$ $\beta = c_f/c_s, \Pi = \rho_f/\rho, \Theta' = \Theta/(hc_s), \Phi/h^2, \Psi/h^2, U' = U/c_s.$

Далее штрихи опускаем. После подстановки выражений (6) в граничные условия, получаем однородную систему алгебраических уравнений относительно C_j

$$\boldsymbol{AC} = 0\,, \tag{7}$$

где $\mathbf{C} = (C_1, C_2, \dots, C_6)^T$,

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} ch\gamma l & sh\gamma l & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i\gamma/\Omega & -\eta sh\eta_* & -\eta ch\eta_* & -ikch\zeta_* & -iksh\zeta_* \\ -i\Pi(kU - \Omega) & 0 & (\Omega^2 - 2k^2)ch\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)sh\eta_* & -2ik\zeta sh\zeta_* & -2ik\zeta ch\zeta_* \\ 0 & 0 & (\Omega^2 - 2k^2)ch\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)sh\eta_* & 2ik\zeta sh\zeta_* & -2ik\zeta ch\zeta_* \\ 0 & 0 & 2ik\eta sh\eta_* & 2ik\eta ch\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)ch\zeta_* & (\Omega^2 - 2k^2)sh\zeta_* \\ 0 & 0 & -2ik\eta sh\eta_* & 2ik\eta ch\eta_* & (\Omega^2 - 2k^2)ch\zeta_* & (\Omega^2 - 2k^2)sh\zeta_* \end{pmatrix}.$$

Нетривиальное решение системы (7) возможно только при условии $\det\mathbf{A} = 0$.

Приравнивая нулю детерминант матрицы **A**, получаем следующее дисперсионное уравнение

$$A \cdot S \cdot ch\gamma l \cdot 2k\gamma - sh\gamma l \cdot i\Pi(kU - \Omega) \cdot F = 0, \tag{8}$$

где $S = (\Omega^2 - 2k^2)^2 sh\zeta_* ch\eta_* - 4k^2 \zeta\eta ch\zeta_* sh\eta_*$, $A = (\Omega^2 - 2k^2)^2 sh\zeta_* ch\eta_*/\eta - 4k^2 \zeta sh\zeta_* ch\eta_*$, $F = (\Omega^2 - 2k^2)^2 sh\zeta_* ch\zeta_* ch2\eta - 4k^2 \eta\zeta ch2\zeta sh\eta_* ch\eta_*$.

Если безразмерный параметр Π, характеризующий отношение плотностей жидкости и упругого материала стремится к нулю, то дисперсионное уравнение (2.3) распадается на три уравнения: уравнение симметричных мод Лэмба $S(k, \Omega) = 0$, уравнение для антисимметричных мод $A(k, \Omega) = 0$ и уравнение для мод сжимаемой

жидкости $ch\gamma l = 0$. В работе детально рассмотрено влияние скорости потока и давления сжимаемой жидкости на дисперсионные характеристики мод, наиболее часто используемых в неразрушающем контроле. Показано, что необходимые параметры можно определить ультразвуковым способом на основе анализа характеристик упругих нормальных волн, причем без использования объемных упругих и (или) акустических волн в газе.

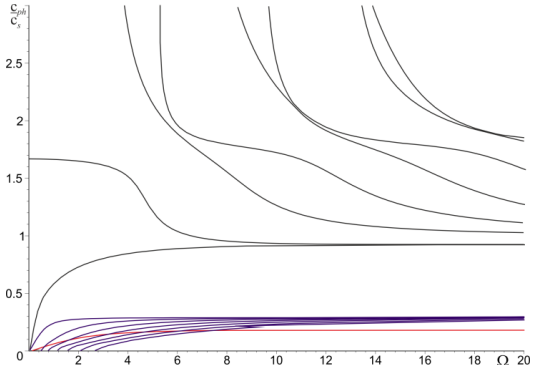


Рис. 2

[1] Wöckel S., Steinmann U., Arndt H. // Procedia Engineering 2015. N. 120. P. 1257.

БИФУРКАЦИОННЫЙ АНАЛИЗ МОДИФИЦИРОВАННОЙ МОДЕЛИ SIR-ТИПА

Е.В. Панкратова[1, 2)], В.Б. Казанцев[1, 2, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Самарский государственный медицинский университет
[3)] Университет Иннополис

Первые случаи заболевания коронавирусной инфекцией COVID-19, вызванной вирусом SARS-CoV-2 (severe acute respiratory syndrome-related coronavirus 2), были зафиксированы в начале декабря 2019 года в китайской провинции Хубэй, г. Ухань [1, 2]. Особенности распространения инфекции в совокупности с высокой степенью мобильности в современном обществе привели к тому, что спустя три месяца вирус спровоцировал вспышки заболевания по всему миру, и уже 11 марта 2020 года Всемирная организация здравоохранения объявила о высокой степени развития эпидемического процесса, то есть о пандемии. По состоянию на 30 мая 2022 года уже зарегистрировано 531 826 050 случаев заболевания по всему миру: 6 311 337 человек скончалось и 502 793 239 выздоровели [3].

В настоящее время известно, что COVID-19 может проявляться как в форме острой респираторной вирусной инфекции легкого течения, так и в форме тяжелых осложнений, оказывающих воздействие на деятельность сердца, легких, мозга, почек, сосудов и других жизненно важных систем и органов человека. Высокая скорость распространения вируса, серьезность последствий перенесенного заболевания способствовали стремительному росту исследований эпидемиологических особенностей новой коронавирусной инфекции. В результате анализа имеющихся данных были сделаны выводы о том, что SARS-CoV-2 в основном передаётся тремя способами: воздушно-капельным (при общении с инфицированным человеком, при его кашле, чихании и т.д.), воздушно-пылевым (при вдыхании вирусов, попадающих на частицы пыли, которые могут находиться в воздухе по нескольку часов) и контактным способом (через соприкосновения с различными предметами: поручнями в транспорте, дверными ручками и т.д.). Оценки стабильности вируса в различных условиях, приведенные, например, в работе [4], показали, что в аэрозолях SARS-CoV-2 остается жизнеспособным не менее 3 часов, к тому же вирус может оставаться заразным достаточно долгое время, попадая на окружающие предметы. При этом время его жизни сильно зависит от условий окружающей среды. В частности, в работе [5] авторами было показано, что SARS-CoV-2 чувствителен к нагреванию: наиболее стабилен он при 4°C. Полученные результаты, в частности, позволяют объяснить возникновение целого ряда вспышек COVID-19 на мясных фабриках и в хранилищах-холодильниках по всему миру, так как SARS-Cov-2 лучше сохраняется на стальных поверхностях при низкой температуре. Исследования проб воздуха, взятых в изолированных помещениях различных больниц, где проходили лечение инфицированные пациенты, показали положительные результаты на наличие в них вируса SARS-CoV-2 [6-8]. Особое внимание при этом уделялось как размерам частиц, переносящих SARS-CoV-2 в воздухе, так и их концентрации [7, 8]. Проведенные исследования подтверждают возможность воздушно-пылевой передачи SARS-CoV-2, то есть возможность заражения при вдыхании вирусов, попадающих на частицы пыли, которые могут находиться в воздухе по нескольку часов. При этом частицы с вирусами могут быть на достаточно больших

расстояниях от инфицированных [9]. Таким образом, воздух в помещениях, где инфицированные находились достаточно продолжительное время, представляет собой аэрозоли с различной концентрацией вируса, поэтому в замкнутых пространствах даже вне прямого контакта с инфицированным человеком, вероятность заражения COVID-19 остается значительной.

В данном докладе представлены результаты рассмотрения математической модели, построенной на базе классической SIR-модели (от англ. susceptible-infected-removed), но позволяющей учитывать наличие различной концентрации SARS-CoV-2 в окружающей среде [10]. Проведен анализ устойчивости возможных состояний равновесия, обнаружен пороговый эффект развития эпидемии. Показано, что учет наличия изменяющейся во времени концентрации вируса без носителя позволяет продемонстрировать мультипиковую динамику распределения инфицированных, качественно соответствующую наблюдаемой согласно последним статистическим данным.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-04-60078).

[1] Liu J., Liao X., Qian S., Yuan J., Wang F., Liu Y., Wang Z., Wang F.S., Liu L., Zhang Z. // Community Transmission of Severe Acute Respiratory Syndrome Coronavirus 2, Shenzhen, China, 2020. Emerg Infect Dis. 2020. Vol. 26, № 6. P. 1320.

[2] Zhang J., Litvinova M., Wang W., Wang Y., Deng X., Chen X., Li M., Zheng W., Yi L., Chen X., Wu Q., Liang Y., Wang X., Yang J., Sun K., Longini I.M. Jr., Halloran M.E., Wu P., Cowling B.J., Merler S., Viboud C., Vespignani A., Ajelli M., Yu H. // Evolving epidemiology and transmission dynamics of coronavirus disease 2019 outside Hubei province, China: a descriptive and modelling study. Lancet Infect Dis. 2020. Vol. 20, № 7. P. 793.

[3] https://www.worldometers.info/coronavirus/

[4] van Doremalen N., Bushmaker T., Morris D.H., Holbrook M.G., Gamble A., Williamson B.N., et al. Aerosol and surface stability of SARS-CoV-2 as compared with SARS-CoV-1. N. Engl. J. Med. 2020.

[5] Chin A. W. H., Chu J. T. S., Perera M. R. A., et al. // Stability of SARS-CoV-2 in different environmental conditions. Lancet Microbe. 2020. Vol.1, № 1. P. e10.

[6] Guo Z.-D., Wang Z.-Y., Zhang S.-F., Li X., Li L., Li C., et al. // Aerosol and surface distribution of severe acute respiratory syndrome coronavirus 2 in hospital wards, Wuhan, China, 2020. Emerg Infect Dis. 2020. Vol. 26, № 7. P. 103201.

[7] Liu Y., Ning Z., Chen Y. et al. // Aerodynamic analysis of SARS-CoV-2 in two Wuhan hospitals. Nature. 2020. Vol. 582. P. 557.

[8] Chia P.Y., Coleman K.K., Tan Y.K., Ong S.W.X., Gum M., Lau S.K., et al. // Detection of air and surface contamination by SARS-CoV-2 in hospital rooms of infected patients. Nat. Commun. 2020. Vol. 11. P. 2800.

[9] Santarpia J.L., Rivera D.N., Herrera V., Morwitzer M.J., Creager H., Santarpia G.W., et al. // Aerosol and surface contamination of SARS-CoV-2 observed in quarantine and isolation care. Scientific Reports. 2020. Vol. 10, № 1. P. 12732.

[10] Панкратова Е.В., Казанцев В.Б. // Эффект возникновения эпидемиологических волн в биофизической модели COVID-19 при учете существования вируса без носителя (направлена в печать).

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ ВЕРОЯТНОСТИ ЗАРАЖЕНИЯ НА УРОВЕНЬ ЗАБОЛЕВАЕМОСТИ КОРОНАВИРУСНОЙ ИНФЕКЦИЕЙ

С. И. Юрин[1)], В.Б. Казанцев[1, 2, 3)], Е.В. Панкратова[1, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Иннополис
[3)] Самарский государственный медицинский университет

Математическое моделирование распространения инфекционных заболеваний является одним из актуальных направлений нелинейной динамики. Первые теоретические исследования в рамках данного направления можно найти еще в работах начала XIX века [1]. Впоследствии интерес к возможности моделирования развития различных эпидемий только возрастал [2,3]. При этом с начала 2020 года, когда стали очевидны колоссальные темпы распространения новой коронавирусной инфекции, получившей название COVID-19, наблюдается особенно повышенный интерес как отдельных исследователей, так и различных международных научных групп к проблемам эпидемиологии и, как следствие, лавинообразный рост публикаций, посвященных этой тематике. В результате последних научных исследований появились новые модели математического описания происходящих процессов [4-8], способы обработки статистических данных, позволяющие осуществить прогноз возможных последствий при различных условиях, оценить эффективность введения тех или иных ограничений и т.д.

Одной из наиболее популярных моделей изучения развития таких масштабных заболеваний является классическая SIR-модель [2]. В рамках данного приближения внутри популяции выделяется три основных класса: *S* – восприимчивые (люди, которые могут заразиться болезнью), *I* – инфицированные и *R*– люди, которые приобрели иммунитет и больше заразиться не могут. Следует отметить, однако, что в рамках данной модели возможно описание только первой волны заболеваемости [7]. Для описания мультипикового распределения инфицированных, наблюдаемого при обработке статистических данных большинства стран мира, необходимо рассмотрение более сложных моделей [4,6,7].

В данной работе рассматривается модифицированная модель SIR-типа:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= -\beta(I)SI + \delta R, \\ \frac{dI}{dt} &= \beta(I)SI - \gamma I, \\ \frac{dR}{dt} &= -\delta R + \gamma I, \end{aligned} \tag{1}$$

где δ моделирует вероятность повторного заражения, γ – величина, обратная среднему времени болезни, $\beta(I) = \frac{\eta I}{(1+\alpha I)}$ моделирует вероятность заражения при контакте восприимчивого человека с инфицированным.

В рамках рассмотрения уравнений (1), как и в случае классической SIR-модели, накладывается условие постоянства численности популяции *N*:

$$S(t) + I(t) + R(t) = N \tag{2}$$

Исследуя систему (1) на устойчивость, получим, что при α=const она имеет три состояния равновесия: $O_1(I_1^*, S_1^*, R_1^*)$, $O_2(I_2^*, S_2^*, R_2^*)$, $O_3(I_3^*, S_3^*, R_3^*)$ [8], где

$$I_1^* = 0, R_1^* = 0, S_1^* = N, \tag{3}$$

$$I_{2,3}^* = \frac{(\eta N - \alpha\gamma) \pm \sqrt{(\eta N - \alpha\gamma)^2 - 4\gamma\eta\left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right)}}{2\eta\left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right)},$$
$$R_{2,3}^* = \frac{\gamma I_{2,3}^*}{\delta}, \tag{4}$$
$$S_{2,3}^* = N - I_{2,3}^* - R_{2,3}^*.$$

Типы устойчивости этих состояний равновесий определяются характеристическим многочленом

$$\lambda^2 + a_1\lambda + a_2 = 0, \tag{5}$$

где

$$a_1 = \gamma + \delta + \frac{\eta {I_k^*}^2}{(1 + \alpha I_k^*)} - \eta\left(N - I_k^* - \frac{\gamma I_k^*}{\delta}\right)\left(\frac{2I_k^* + \alpha {I_k^*}^2}{(1 + \alpha I_k^*)^2}\right),$$
$$a_2 = \gamma\delta + \frac{(\gamma + \delta)\eta {I_k^*}^2}{(1 + \alpha I_k^*)} - \delta\eta\left(N - \left(1 + \frac{\gamma}{\delta}\right) I_k^*\right)\left(\frac{2I_k^* + \alpha {I_k^*}^2}{(1 + \alpha I_k^*)^2}\right), \tag{6}$$

$k = \overline{1,3}$ –номер состояния равновесия.

Рассмотрим поведение системы при параметрах $N = 1000000$, $\eta = 0.00000017$, $\delta = 0.005$, $\gamma = 0.2$, $\alpha = 0.6$, $S_0 = 700000$, $I_0 = 1000$, где S_0, I_0 – начальное количество восприимчивых и инфицированных индивидуумов соответственно.

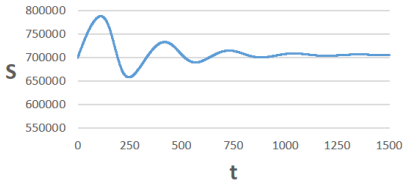


Рис. 1

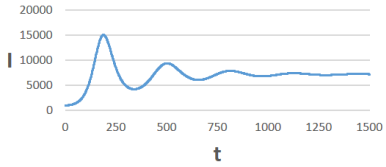


Рис. 2

Как видно на рис. 1 и рис. 2 при данных параметрах система стремится к состоянию равновесия устойчивый фокус, что соответствует мультипиковой динамике развития инфекционного заболевания. Действительно, такую динамику с затухающими колебаниями в статистике числа инфицированных можно было наблюдать, например, в Киргизии, Грузии, Литве в 2021 году. Однако выяснилось, что с течением времени параметры распространения вируса меняются, появляются новые штаммы и т.д. Анализ последних статистических данных большинства стран мира показывает появление в соответствующих распределениях пиков (волн) заболеваемости, превышающих по

величине предыдущие пики. В связи с этим, в данной работе рассмотрен случай, когда параметр α, входящий в функцию $\beta(I)$, может менять свое значение, рис. 3.

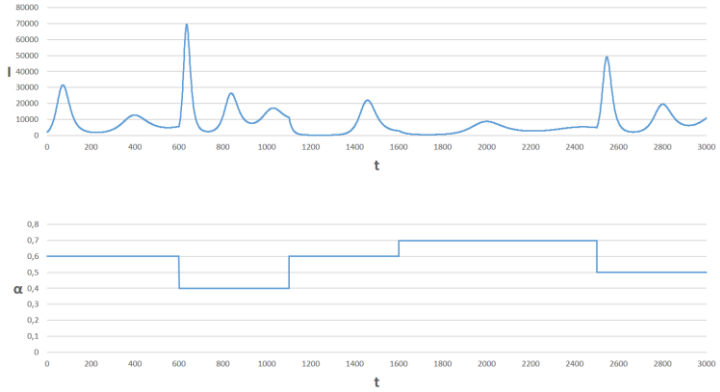


Рис. 3

Как видно на рис. 3, с помощью динамического задания α можно моделировать ситуацию наличия у вируса разных штаммов, обладающих разной заразностью. При этом в статистике инфицированных может быть получено мультипиковое распределение с различными по величине пиками. Таким образом, предложенная в данной работе система позволяет более гибко моделировать поведение реальных инфекционных заболеваний, в частности COVID-19.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-04-60078).

[1] Verhulst P.F. Notice sur la loi que la population poursuit dans son accroissement // Correspondance Mathematique et Physique. 1838. Vol. 10. P. 113-121.
[2] Kermack W.O., McKendrick A.G. // Contribution to the Mathematical Theory of Epidemics. 1927. Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Vol. 115. P. 700.
[3] Liu W.M., Levin S.A., Iwasa Y. // Influence of nonlinear rates upon the behavior of SIRS epidemiological models. J. Math. Biol. 1986. Vol. 23. P. 187.
[4] Huang J., Qi G. // Effects of control measures on the dynamics of COVID-19 and double-peak behavior in Spain. Nonlinear Dynamics. 2020. P. 1.
[5] Lux T. // The social dynamics of COVID-19. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2021. Vol. 567. P. 125710.
[6] Kastalskiy I.A., Pankratova E.V., Mirkes E.M., Kazantsev V.B., Gorban A.N. // Social stress drives the multi-wave dynamics of COVID-19 outbreaks. Sci. Rep. 2021.Vol. 11. P. 22497.
[7] Гусарова Н.А., Казанцев В.Б., Панкратова Е.В. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. 20 мая2021г. / Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 417.
[8] Макарихин С.А., Казанцев В.Б., Панкратова Е.В. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. 20 мая 2021 г. / Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 426.

Секция «Математическое моделирование
процессов и систем»

Заседание секции проводилось 26 мая 2022 г.
Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»

Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНТЕГРАЦИИ ИСКУССТВЕННЫХ АДАПТИВНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ С НЕЙРОНАЛЬНЫМИ СЕТЯМИ ГИППОКАМПА МЫШЕЙ

А.В. Бельтюкова, А.А. Федулина, А.В. Лебедева, М.А. Мищенко, С.А. Герасимова, А.И. Белов, К.Е. Мальцева, А.Н. Михайлов, В.Б. Казанцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Научно-исследовательская работа направлена на изучение взаимодействия гибридной мемристивной нейроморфной системы с живыми нейрональными сетями гиппокампа с целью замещения утраченных функций его отдельных участков, что может считаться технологией создания интерфейса мозг-компьютер. Организуется сопряжение между живыми нейронами гиппокампа и мемристивным устройством в составе ИНС для стимуляции и регистрации нейрональной активности с использованием аппаратно-реализованных синаптических связей на основе новых материалов и устройств с эффектом резистивного переключения – мемристоров. Мемристор представляет собой устройство с эффектом резистивного переключения, способный адаптивно менять сопротивление в зависимости от приложенного к нему напряжения. Это позволит восстановить утраченные области и функциональность перфорантного пути гиппокампа при нейродегенерации или травме.

Разработки адаптивных алгоритмов построения нейрогибридных систем имеет особую актуальность в нейропротезировании для коррекции или замещении функциональности сенсорных, моторных областей, нарушенных в результате нейродегенерации.

Целью работы являлось изучение взаимодействия искусственных нейронных сетей и мемристивных устройств с живыми нейронными сетями в гиппокампе мышей in vitro.

Материалы и методы

Для работы использовались мыши линии C57BL/6 в возрасте от 2х месяцев. Работа состояла из трех экспериментов in vitro. В рамках первой задачи регистрировалась нейрональная активность единичного пирамидного нейрона активность в CA1 области. В рамках второй задачи регистрировались локальные полевые потенциалы нейронов на выходе информационного пути гиппокампа (в CA1 области) при стимуляции в CA3 области. В рамках третей задачи регистрировались локальные полевые потенциалы нейронов в CA3 и CA1 областях при стимуляции на входе информационного пути гиппокампа (в DG). Эксперименты производились в норме и при разрушении CA3 области гиппокампа.

В экспериментах in vitro оценивалось резистивное переключения мемристивного устройства, производился анализ откликов мемристивного устройства и искусственного нейрона модели Ходжкина-Хаксли в ответ на нейрональную активность нейронов. На основе оценки и набора записанных внеклеточных нейрональных активностей проводилось обучения мемристивного устройства, сопряженного с ИНС модели Ходжкина-Хаксли.

Основные правила содержания и ухода за животными соответствовали биоэтическим нормативам, данным в руководстве «Guide for care and use of laboratory animals (ILAR publication, 1996, National Academy Press)», в Приказе Министерства здравоохранения и Российской Федерации от 15 августа 2016 г. № 199н «Об утверждении Правил надлежащей лабораторной практики»; Национальном стандарте РФ ГОСТ 33044–2014 «Принципы надлежащей лабораторной практики»; Санитарно-эпидемиологических правилах СП 2.2.1.3218–14 "Санитарно-эпидемиологические требования к устройству, оборудованию и содержанию экспериментально-биологических клиник (вивариев)", утвержденные главным государственным санитарным врачом Российской Федерации от 29 августа 2014 №51, зарегистрировано Министерством юстиции Российской Федерации от 31 октября 2014 года, регистрационный N 34547 и согласованы с Этическим комитетом при ФГБОУ ВО НижГМА Минздрава России. Утилизацию биологического материала производили в соответствии с санитарными правилами и нормами N2.1.7.3684–21 от 1 марта 2021 года «Санитарно-эпидемиологические требования к обращению с медицинскими отходами».

Резистивное переключение мемристивного устройства и искусственного нейрона в ответ на нейрональную активность единичного нейрона in vitro

Были получены электрофизиологические данные от нейронов гиппокампа мышей, которые затем подавались в виде цифровой последовательности на вход мемристивного устройства, а затем на вход искусственной нейронной сети на основе модели Ходжкина-Хаксли. Чтобы исключить реакцию мемристивного устройства на артефакты стимула, электрофизиологические данные предварительно обрабатываются и дополнительно математически усиливаются в размерностях от миливольтов до вольтов.

В зависимости от полярности входного сигнала и конкретной комбинации стимулов на основе ответов единичного нейрона отклик мемристора соответствует потенциации или депрессии синаптической связи (примеры экспериментального отклика мемристивного устройства представлены на рис. 1). Экспериментальный отклик мемристора был использован для возбуждения активности и синхронизации в ансамблях электронных нейронов ФАПЧ с пластичными мемристивными связями. Электронные нейроны, находящиеся в возбудимом режиме, под воздействием сигналов мемристора генерировали отклики при достаточной амплитуде воздействия (рис. 2-3).

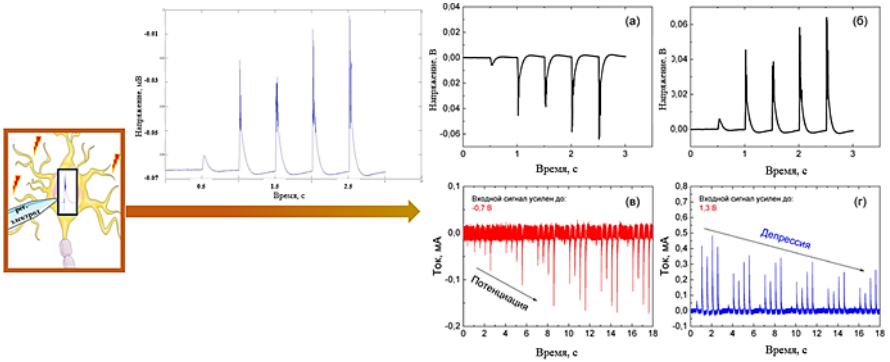

(а)
(б)
(в)
(г)
Напряжение, В
Время, с
Ток, мА
Входной сигнал усилен до:
-0.7 В
1.3 В
Потенциация
Депрессия

Рис. 1

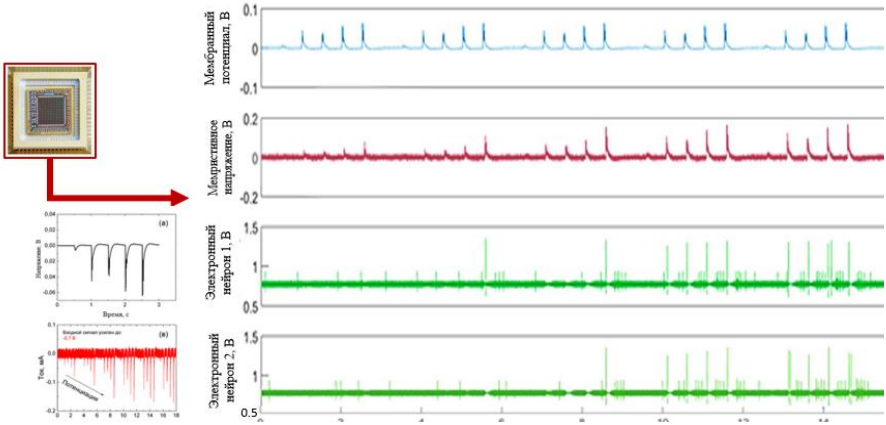

Мембранный потенциал, В
Мемристивное напряжение, В
Электронный нейрон 1, В
Электронный нейрон 2, В

Рис. 2

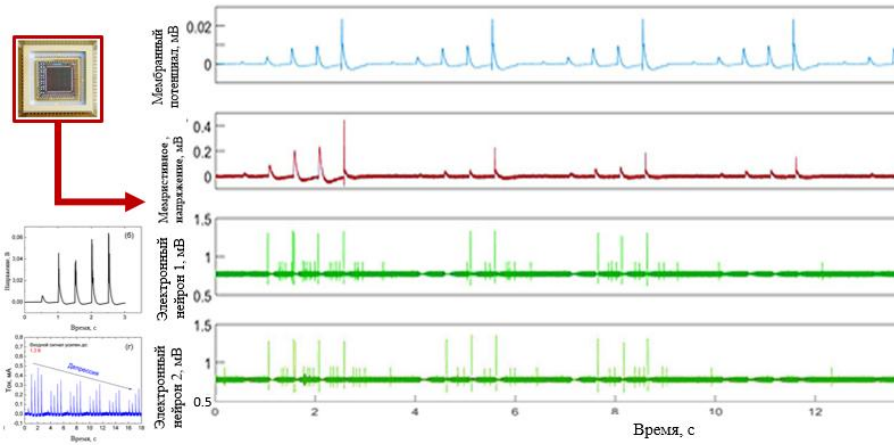


Рис. 3

Результаты проекта применимы в самом широком диапазоне от фундаментальных задач в области электроники и биомедицинских технологий до прикладных задач робототехники и информационных технологий для адаптивного управления роботизированными системами и построения нейроморфных систем обработки информации. Кроме того, полученные результаты, безусловно, полезны для задач нейропротезирования – создания заместительных электронных нейронных устройств, воспроизводящих функции участков мозга.

Работа выполнена в рамках выполнения гранта ННГУ по программе "Приоритет 2030" «Разработка нейроинженерных основ для реализации технологии замещения поврежденных участков мозга посредством искусственных нейронных сетей с адаптивными связями».

БАЗОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СВЯЗИ ИСКУССТВЕННОГО И БИОЛОГИЧЕСКОГО НЕЙРОНА

С.А. Герасимова[1)], А.В. Лебедева[1)], А.А. Федулина[1)], А.В. Бельтюкова[1)], А.Н. Михайлов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе мы предлагаем концепцию совмещения искусственной и живой нейронной сети для развития задач нейропротезирования. Разработка прототипа системы, состоящей из гиппокампа мозга крысы с поврежденной областью CA3 и искусственного чипа, замещающего функции CA3 области, требует проведения комплексного исследования, состоящего из биологических и физических экспериментов по настройке блока стимуляции и блока обратной связи. Преимущество разрабатываемой системы заключается в использовании адаптивных связей в сети искусственных электронных нейронов, что предполагает возникновения процессов самоорганизации при замыкании системы. Стоит отметить также сравнительно небольшое число экспериментов по замыканию контуров искусственной и биологической системы на сегодняшний день.

Стимуляция нейроноподобным сигналом (рис. 1) проводится следующим образом: импульсный сигнал с выхода нейроноподобного генератора амплитудой 2-3В, частотой 4-15 Гц, длительностью 25 мс поступает на вход перфорантного пути гиппокампа – зубчатую фасцию, проходит через CA3-область и поступает в CA1 область, а затем на регистрирующий электрод, с помощью которого происходит регистрация сигналов. Промышленный стимулятор в этом случае не используется, активность нейронов среза мозга крысы стимулируется только за счет электрического управляющего устройства – генератора, находящегося в автоколебательном режиме. В состав управляющего устройства входит усилитель сигнала, электронный потенциометр, позволяющие точно выставить амплитуду воздействия.

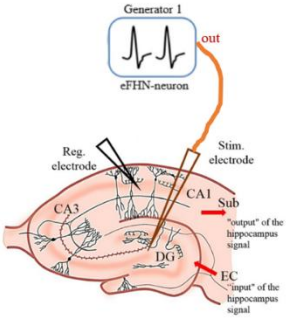


Рис. 1

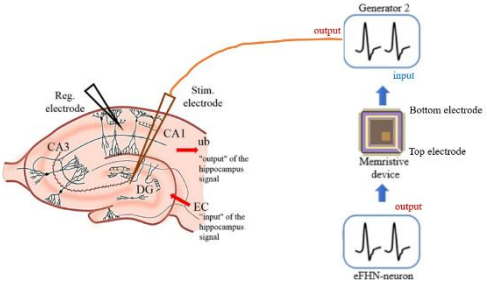


Рис. 2

Работы по исследованию прохождения сигналов по перфорантному пути от точки стимуляции выходным сигналом нейроноподобного генератора до точки регистрации сигналов необходимы для выявления закономерности и построения корреляционных

функции между входным и выходным сигналом. Полученные закономерности будут использованы для сравнения и подтверждения замещения функций утраченной или поврежденной CA3 области.

Для проведения адаптивной стимуляции сигнал с выхода нейроноподобного генератора поступает на верхний электрод мемристивного устройства, вызывая смену состояния мемристивного устройства с более проводящего на менее проводящее и обратно. С нижнего электрода мемристивного устройства сигнал поступает на вход второго нейроноподобного генератора, а затем на стимулирующий электрод, с которого приходит на вход перфорантного пути гиппокампа – зубчатую фасцию, проходит через CA3-область и поступает в CA1 область, а затем на регистрирующий электрод, с помощью которого происходит регистрация сигналов (рис. 2).

Работы по исследованию стимуляции нейрональной активности последовательностью сигналов мини-ансамбля связанных мемристивной связью генераторов ФитцХью-Нагумо необходимы для выявления характеристик и закономерностей адаптивной стимуляции и прогнозирования эффектов самоорганизации даже в такой простой системе.

Эксперименты для построения блока обратной связи проводятся следующим образом: сигнал с выхода нейроноподобного генератора поступает через стимулирующий электрод в область зубчатой фасции среза гиппокампа мозга крысы. Стимулирующий сигнал проходит по перфорантному пути: от зубчатой фасции к CA3, от CA3 к CA1. Полученный ответ от CA1-области поступает на вход нейроноподобного генератора, создавая простейшую замкнутую систему.

Необходимо исследовать систему при различных начальных условиях нейроноподобного генератора и выявить закономерности и оптимальные параметры работы такой системы.

Работа поддержана в рамках выполнения гранта ННГУ "Приоритет 2030", тема Н-461-91.

МОДЕЛЬ ДВУНАПРАВЛЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ НЕЙРОНАМИ ПОСРЕДСТВОМ МЕМРИСТИВНОГО УСТРОЙСТВА

С.А. Герасимова, А.Г. Коротков, Т.А. Леванова

НОМЦ "Математика технологий будущего" ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для моделирования химических связей между нейронами зачастую используют модель взаимной связи нейроноподобных осцилляторов. Такие модели интересны как с фундаментальной точки зрения для изучения нелинейной динамики сложных систем, так и с прикладной – для разработки устройств кодирования и декодирования сигналов биологических нейронов.

В данной работе в качестве модели нейрона была использована модель ФитцХью-Нагумо, осцилляторы были связаны посредством мемристивного устройства типа «металл-оксид-металл». Полученная физическая модель выражается следующей системой уравнений:

$$y\begin{cases} \dfrac{du_1}{dt} = f(u_1) - v_1 + I_{m1}(ku_2, w_1)d \\ \dfrac{dv_1}{dt} = \varepsilon_1(g(u_1) - v_1) - I_1 \\ \dfrac{dw_1}{dt} = \begin{cases} -10^{11}\exp\dfrac{q\left(-F_{i_{ion}} + 0.08Bu_2\right)}{BT}, \text{если } u_2 \geq 0 \\ 10^{11}\exp\dfrac{q\left(-F_{i_{ion}} - 0.08Bu_2\right)}{BT}, \text{если } u_2 < 0 \end{cases} \\ \dfrac{du_2}{dt} = f(u_2) - v_2 + I_{m2}(ku_1, w_2)d \\ \dfrac{dv_2}{dt} = \varepsilon_2(g(u_2) - v_2) - I_2 \\ \dfrac{dw_2}{dt} = \begin{cases} -10^{11}\exp\dfrac{q\left(-F_{i_{ion}} + 0.08Bu_1\right)}{BT}, \text{если } u_1 \geq 0 \\ 10^{11}\exp\dfrac{q\left(-F_{i_{ion}} - 0.08Bu_1\right)}{BT}, \text{если } u_1 < 0, \end{cases} \end{cases} \quad (1)$$

где u_1 – мембранный потенциал пресинаптического нейрона ФитцХью-Нагумо, v_1 – «восстанавливающая» переменная, связанная с ионным током, $f(u_1) = u_1 - u_1^3 / 3$ – кубическая нелинейность, $I_1 = 0.08$, $I_2 = 0.12$ – параметр деполяризации, характеризующий порог возбуждения, и $\varepsilon_1 = 0.18$, $\varepsilon_1 = 0.19$ – восстанавливающий параметр. Если $u_1 < 0$, функция $g(u_1) = \alpha u_1$, а если $u_1 < 0$, и $g(u_1) = \beta u_1$ ($\alpha = 0.5$, $\beta = 2$ – параметры, которые управляют, соответственно, формой и положением v-нульклины. Индекс 2 соответствует переменным и параметрам постсинаптического нейрона. Параметр d – эквивалентное сопротивление нагрузки, $Im_1(u_1)$ – ток, проходящий через мемристивное устройство, $Im_2(u_2)$ ток, через мемристивное устройство, обеспечивающий обратную связь.

Ток через мемристор Im задается сложной функцией, выраженной на основе отклика мемристивного устройства типа «металл-оксид-металл» на электрическую стимуляцию:

$$\begin{aligned} j &= wj_{lin} + (1-w)j_{nonlin}, \\ j_{nonlin} &= u_1 Bexp\left(b\sqrt{u_1} - E_b\right), \\ \frac{dw(u_1)}{dt} &= Aexp\left(-\frac{E_m - \alpha_1 u_1}{kT}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где j – полная плотность тока через мемристивную структуру состоит из линейной составляющей j_{lin}, которая соответствует омической проводимости ($\rho = 10^{-8}$ – удельное сопротивление) через филаменты (проводящие участки мемристивной структуры), и нелинейной составляющей j_{nonlin}, определяемой переносом носителей заряда через дефектные состояния в оксидном материале в области разрыва филамента или в остальной части конструкции. В составе сложной функции введен параметр внутреннего состояния w, определяемый долей площади структуры, занятой филаментами, изменение которого зависит от миграции кислородных вакансий (эффективный миграционный барьер $E_m = -1.4400*10^{-19}$), активируемой джоулевым нагревом $kT = 4.1400*10^{-21}$ и электрическим полем / напряжение u_1(или u_2). Если $w_0 = 1$ характеризует начальное состояние филамента как состояние с низким сопротивлением, а начальное состояние филамента $w_0 = 0$ как состояние с высоким сопротивлением. Нелинейный перенос носителей заряда (эффективный барьер $E_b = 1$ эВ) описывается законом Френкеля-Пула, основанным на аппроксимации вольт-амперных характеристик в высокоомном состоянии. Плавный переход между состояниями с высоким и низким сопротивлением определяется динамическим вкладом в общий ток филаментов и, следовательно, параметром состояния. В этих уравнениях $b = 1.357$, $\alpha_1 = 1.2800*10^{-20}$, $A = 10^9$, $B = 2.5*10^{21}$ – коэффициенты, определенные из экспериментальных данных.
В результате моделирования был получен хаотический аттрактор, показанный на рис.

Полученные результаты лягут в основу разработки элементной базы нейроморфных и нейроподобных систем.

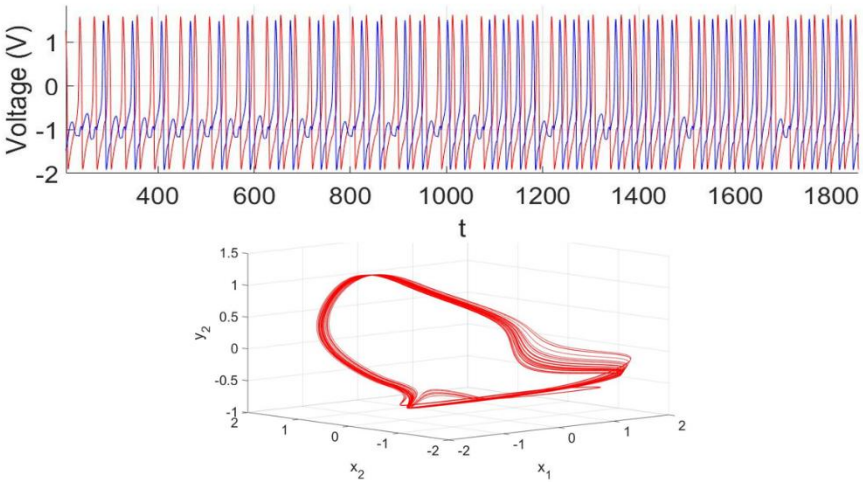


Рис.

Работа поддержана в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», Соглашение Минобрнауки 075-02-2022-883 от 31.12.2022.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВНЕШНЕГО ШУМА НА СОСТОЯНИЕ МЕМРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ $ZRO_2(Y)$

О.Н. Горшков[1)], Д.О. Филатов[1)], М.Н. Коряжкина[1)], К.П. Петров[1)], В.А. Шишмакова[1)], М.Е. Шенина[1)], И.Н. Антонов[1)], Н.В. Агудов[1)], Б. Спаньоло[1,2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

Мемристоры – ключевые элементы резистивной памяти с произвольным доступом, которую относят к новому типу компьютерной энергонезависимой памяти. Поэтому их исследование и разработка является одной из наиболее актуальных научно-технических задач. Одной из важнейших проблем при создании электронных устройств на их основе является нестабильность параметров резистивного переключения (РП). В мемристорах, в том числе на основе оксидных диэлектриков, область, где происходит переключение, составляет ~ 1нм^3. Малое количество ионов (вакансий), участвующих в процессе РП, приводит к большим разбросам параметров РП. Каждый скачок ионов (вакансий) на соседнюю позицию приводит к изменению структуры проводящего канала (филамента), и, как следствие, к изменению его проводимости. Проблема улучшения параметров РП, включая уменьшение количества сбоев переключения, увеличение количества циклов РП, могут быть решены с помощью процедуры переключения с использованием шума. Так в работах [1 – 3] было показано, что использование переключающих сигналов с наложенным шумом приводит к увеличению коэффициента контрастности между состояниями с низким (СНС) и высоким (СВС) сопротивлением. Ранее [4] было экспериментально показано, что при подаче на мемристор внешнего шума с определёнными параметрами сопротивление мемристора можно переключать между двумя (или более) резистивными состояниями.

В настоящем сообщении мы представляем экспериментальные результаты исследований по влиянию параметров внешнего гауссова шума (среднее значение V_{offset} и стандартное отклонение σ) на характер РП мемристора на основе $ZrO_2(Y)$ из начального СНС в СВС. Цель исследований – определение параметров переключающих сигналов, обеспечивающих устойчивые (без сбоев) РП, увеличение количества циклов РП и выносливости мемристора, что имеет большое практическое значение для решения проблемы, связанной со стохастическим разбросом параметров РП – V_{SET} и V_{RESET}. Также исследована возможность наблюдения квазиустойчивых промежуточных резистивных состояний мемристора при подаче шумового и стационарного сигналов.

В экспериментах использовались мемристоры на основе структур Au(20 нм)/Ta(40 нм)/$ZrO_2(Y)$(20 нм)/Pt(20 нм). Детальную информацию о технологии изготовления мемристоров можно найти в [5]. Электрические контакты к контактным площадкам мемристора обеспечивались с помощью зондовой станции Everbeing EB-6. Эксперимент выполнен с помощью USB модуля АЦП/ЦАП National Instruments USB-6341 в стандартной схеме с нагрузочным резистором (100 Ом), включённом последовательно с мемристором, ограничение тока – 300 мкА (схематическое изображение экспериментальной установки см. в работе [5]). Знак напряжения на структурах соответствовал потенциалу нижнего Pt электрода относительно потенциала верхнего Au электрода. До эксперимента с шумом были определены средние значения и дисперсии V_{SET} (напряжение переключения из СВС в СНС) и V_{RESET} (напряжение переключения

из СНС в СВС) при квазистационарной развёртке – по 33 вольт-амперным характеристикам (ВАХ, см. рис. 1 и 2).

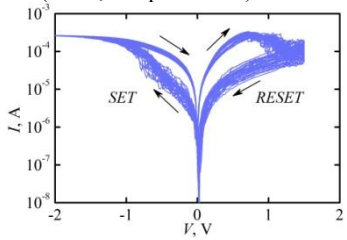


Рис. 1

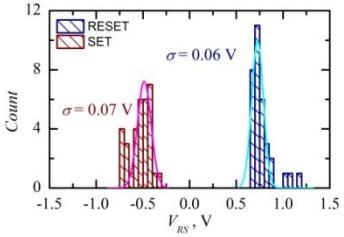


Рис. 2

Входной сигнал представлял собой чередующуюся последовательность положительных и отрицательных импульсов с амплитудой, которая в эксперименте варьировалась в диапазоне V_{offset} = 0,4 – 1,5 В, и длительностью 5 секунд с наложенным шумом с σ = 0,066 В. Данное значение стандартного отклонения было близко к полученному при квазистационарной развёртке значению полуширины распределений напряжений V_{SET} и V_{RESET} на полувысоте. Схематическое представление одного цикла входного сигнала показано на рис. 3. Использованный диапазон V_{offset} с выбранной σ позволил проследить реакцию мемристора при значениях амплитуды переключающего импульса до начала РП, а также в области напряжений, где реализуются переключения из СНС в СВС. Входной сигнал подавался на мемристор с частотой дискретизации f_{gen} = 2 МГц (выборки гауссовского шума генерировались именно с этой частотой). Запись отклика мемристора осуществлялась с частотой, равной f_{gen}. Эксперимент повторялся 10 раз для каждого значения V_{offset}.

На рис. 4 приведены типичные ВАХ мемристора, полученные непосредственно до измерений отклика мемристора на шумовой сигнал, в линейных координатах.

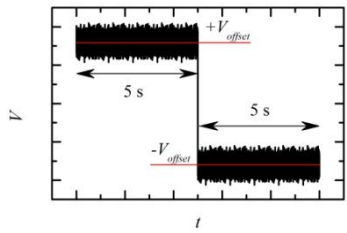


Рис. 3

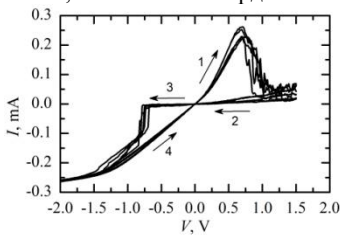


Рис. 4

На рис. 5 – 16 показаны результаты измерений отклика мемристора на шумовой сигнал с V_{offset}, по абсолютному значению равным 0,4 (рис. 5 – 7), 0,8 (рис. 8 – 10), 1,0 (рис. 11 – 13) и 1,5 В (рис. 14 – 16): осциллограммы тока через мемристор при приложении положительных (синим, рис. 5, 8, 11 и 14) и отрицательных (красным, рис. 6, 9, 12 и 15) V_{offset}, а также распределения тока (рис. 7, 10, 13 и 16). Следует отметить, что влияние параметров отрицательной части входного сигнала на токовое состояние мемристора слабо выражено, что связано со спецификой ВАХ в этой области

напряжений. Поэтому ниже обсуждается влияние параметров только положительной части входного сигнала.

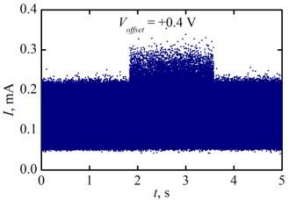


Рис. 5

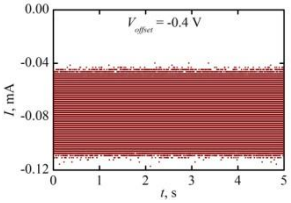


Рис. 6

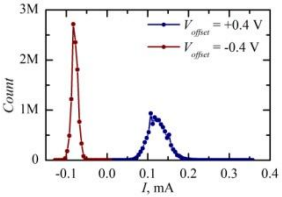


Рис. 7

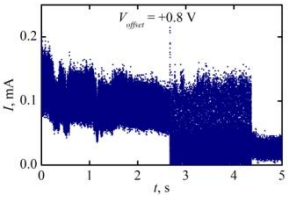


Рис. 8

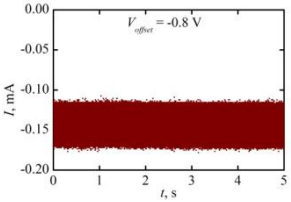


Рис. 9

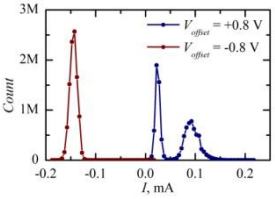


Рис. 10

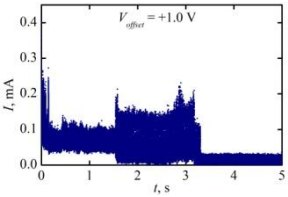


Рис. 11

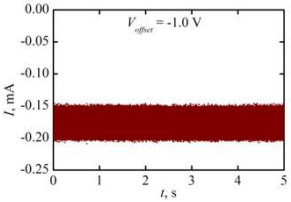


Рис. 12

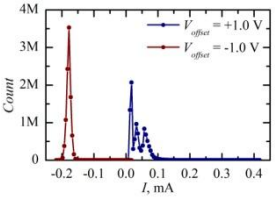


Рис. 13

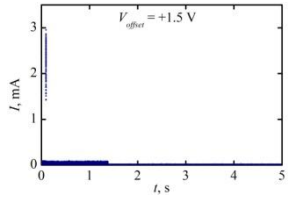


Рис. 14

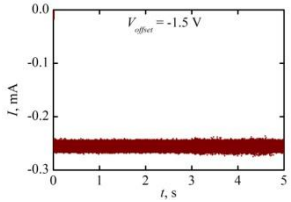


Рис. 15

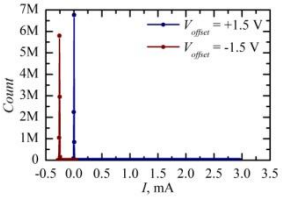


Рис. 16

Эксперимент показал, что в случае V_{offset} = +0,4 В токовое состояние (СНС) мемристора практически не изменилось. Следует отметить, что даже при низких значениях V_{offset} эпизодически возникали всплески токов, которые приводили к уширению соответствующей функции распределения сигнала на выходе. Наблюдаемый эффект связан с квазистационарными промежуточными состояниями, возбуждаемыми в мемристоре шумовым сигналом. Увеличение V_{offset} в диапазоне до +0,8 В слабо влияло на результаты полученные при меньших значениях V_{offset}. Однако, при значении V_{offset}

выше +0,8 В (область «gradual reset») характер осциллограмм существенно меняется (см. рис. 8 и 10). Из осциллограмм видно, что шумовой сигнал может переводить токовое (резистивное) состояние в различные промежуточные неустойчивые состояния, в том числе в СВС. Дальнейшее увеличение V_{offset} до +1,4 В и +1,5 В приводит к стабильному (без сбоев) переключению исследованного типа мемристора из СНС в СВС. Как следует из квазистатической ВАХ, V_{offset} =+1,5 В соответствует максимальному напряжению V_{RESET} ($V_{RESET\ END}$), при котором происходит гарантированный переход в СВС. Следует отметить, что гарантированный переход в СВС при $V_{RESET\ END}$ происходит и при переключении прямоугольным импульсом (без шума) с теми же параметрами. Однако, как показали исследования, переключения «шумовыми» сигналами обеспечивают более высокую стабильность, количество циклов переключений и выносливость мемристора.

На рис. 17 представлены зависимости значений тока в СНС и СВС от количества циклов РП. Параметры тестирующего сигнала были следующими: V_{RESET} = +1,4 В (с шумом с σ = 0,05 В) или +1,5 В (без шума); V_{SET} = -2 V; t_{RESET} = t_{SET} = 0,1 с; V_{READ} = +0,4 В; t_{READ} = 0,1 мс. Видно, что при использовании переключающего сигнала с шумом резистивные состояния хорошо воспроизводятся и не перекрываются. При переключении прямоугольными импульсами без шума с аналогичными параметрами (амплитуда, длительность) мемристор практически сразу же демонстрирует нестабильность переключения при переходе в СНС.

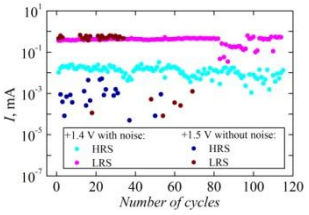


Рис. 17

Представленные результаты показывают, что при определенных характеристиках шумового сигнала можно существенно уменьшить разброс параметров резистивного переключения от цикла к циклу, увеличить количество гарантированных переключений и срок службы устройства. Последнее имеет большое практическое значение с точки зрения решения проблемы, связанной со стохастическим разбросом параметров резистивного переключения мемристоров.

Работа выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330(2)). Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

[1] Stotland A., Di Ventra M. // Physical Review E. 2012. Vol. 85. P. 011116.
[2] Patterson G.A., Fierens P.I., García A.A., Grosz D.F. // Physical Review E. 2013. Vol. 87. P. 012128.
[3] Ghenzi N., Snchez M.J., Rozenberg M.J. et al. // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 111. P. 084512.
[4] Filatov D.O., Vrzheshch D.V., Tabakov O.V. et al. // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2019. Vol. 2019. P. 124026.
[5] Filatov D.O., Koryazhkina M.N., Novikov A.S., et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 156. P. 111810.

ПРИМЕНЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ШУМОВ МЕМРИСТОРА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КОМБИНАТОРНОЙ ОПТИМИЗАЦИИ

А.В. Клубков, А.А. Дубков, А.А. Харчева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе рассматривается возможность применения шумов мемристора для решения задач комбинаторной оптимизации, а именно задачи упаковки рюкзака. Данная задача актуальна при распределении ресурсов, если на них накладываются некоторые ограничения.

Наблюдателю в рассмотрение дается n предметов, каждый предмет можно охарактеризовать с помощью m параметров. Информация о каждом предмете содержится в матрице $A = \begin{pmatrix} a_{11} & \cdots & a_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & \cdots & a_{mn} \end{pmatrix}$ размерностью (m × n). Наблюдатель по условию задачи может брать или не брать каждый из предметов, составляя бинарный вектор-столбец выбора $\boldsymbol{s} = [s_1, s_2, \dots, s_n]^T$ размерностью (n×1), где $s_i \in \{0, 1\}$ и T означает процесс транспонирования матрицы. Ограничения по каждому из параметров содержатся в вектор-столбце $\boldsymbol{b} = [b_1, b_2, \dots, b_m]^T$ размерностью (m×1). Стоимость каждого из предметов задается вектор-столбцом $\boldsymbol{c} = [c_1, c_2, \dots, c_n]^T$ размерностью (n×1). Главная цель комбинаторной задачи – максимизировать ценность нашей выборки, не выходя за ограничения по каждому из параметров:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{n} c_i s_i \rightarrow max \\ \sum_{j=1}^{n} a_{ij} s_j \leq b_i \ , i = 1, \dots, m. \end{cases} \quad (1)$$

В данной работе задача решается итеративным методом перебора. Чтобы сравнить два решения между собой была введена метрика – энергия:

$$E = -\sum_{i=1}^{n} c_i s_i + \alpha \sum_{j=1}^{m} ReLu\left(\sum_{i=1}^{n} a_{ji} s_i - b_i\right). \quad (2)$$

Данную формулу можно переписать в векторно-матричном виде:

$$E = -c^T \mathbf{s} + \alpha \sum_{j=1}^{m} ReLu(A\mathbf{s} - \boldsymbol{b}), \quad (3)$$

где $\alpha > 0$ – штрафующий коэффициент, ReLu(x) = max (0, x).

Для лучшей сходимости задачи к минимуму энергии матрицу A зачастую «зашумляют» (т. е. добавляют шумовую компоненту к каждому элементу матрицы). Для данной цели можно использовать внутренние флуктуации сопротивления мемристора, что позволит не использовать отдельный генератор.

Мемристор представляет собой сверхтонкий диэлектрический слой, размещенный между двумя металлическими контактами, как показано на рис. 1. С одной стороны слоя находится легирующая примесь (положительные ионы металла) – в облас-

ти ширины $y(t)$. Рассмотрим переменно-резисторную модель тонкопленочного мемристора, основанную на экспоненциальной модели дрейфа легирующей примеси [1]:

$$R = R_{on}x(t) + R_{off}\big(1 - x(t)\big),$$

$$\frac{dx}{dt} = \begin{cases} \mu_v \dfrac{V_p}{D^2} exp\left(\dfrac{R_{on}}{V_p}\dfrac{V}{R}\right), & V \geq V_p \\ \mu_v \dfrac{V_n}{D^2} exp\left(\dfrac{R_{on}}{V_n}\dfrac{V}{R}\right), & V \leq V_n \\ \mu_v \dfrac{R_{on}}{D^2}\dfrac{V}{R}, & V_n < V < V_p \end{cases}, \quad (4)$$

где $x(t) = \frac{y(t)}{D}$ – нормированный размер легированной области ($x(t)\,\epsilon\,[0,1]$), D – полный размер мемристора с двумя состояниями: низкоомным R_{on} (легированная область) и высокоомным R_{off} ($R_{on} \ll R_{off}$), V, R – текущие значения напряжения и сопротивления мемристора соответственно, V_p, V_n – значения напряжений, при которых происходит переключение состояния, μ_v – коэффициент легирующей подвижности.

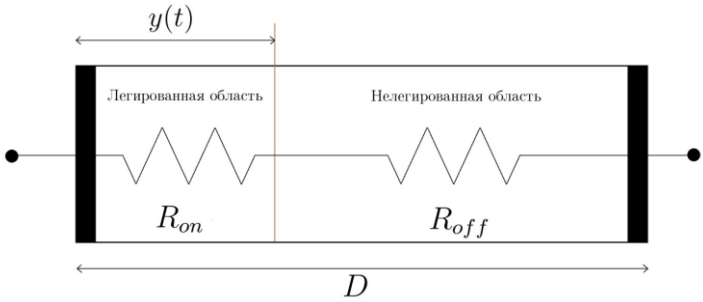


Рис. 1

Для начала переведем условие задачи в термины проводимостей мемристоров по следующему алгоритму:

1) Нормализуем значения расширенной матрицы $(A\,|b)$ для каждой из строк отдельно. Новую нормализованную матрицу обозначим как $H = \left(\tilde{A}\,|\tilde{b}\right)$.

2) С помощью линейного преобразования для каждой строки матрицы H спроецируем значения в отрезок $[G_{min}, G_{max}]$:

$$G_{ij}^{H} = G_{min} + \frac{(H_{ij} - \min\limits_{j} H_{ij})(G_{max} - G_{min})}{\max\limits_{j} H_{ij} - \min\limits_{j} H_{ij}}. \quad (5)$$

В результате получим следующее выражение: $G_{ij}^{H} = \left(G^{\tilde{A}}\middle|G^{\tilde{b}}\right)$. Аналогичными преобразованиями можем получить вектор $\mathbf{G^c}$.

Финальную матрицу проводимостей кроссбара составим следующим образом:

$$G = ((G^{\tilde{A}})^T, (G^c)). \quad (6)$$

Благодаря данной матрице можно реализовать векторно-матричное умножение $\mathbf{s}^{\mathbf{T}}G$, первые m значений результата будут характеризовать выборку по каждому из параметров, а последнее значение будет характеризовать стоимость выборки.

В данной работе для решения задачи использовалась схема из двух кроссбаров и генератор выборки предметов (Generator states), который генерирует гауссовскую величину в отрезке [0, 1] для каждого из предметов и, если данная величина превышает пороговое значение (в работе бралось равным 0.5), то предмет брался в выборку, иначе предмет не берется.

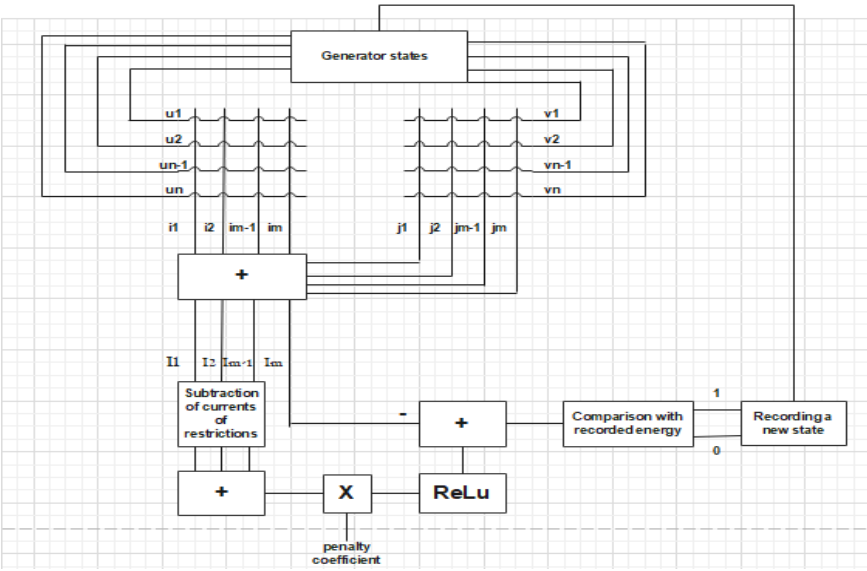


Рис. 2

Первый кроссбар использует напряжения $u_i = \gamma_1 u_i^{binary}$, где $u_i^{binary} \in \{-1, 1\}$. Здесь «1» соответствует тому, что предмет взят, а «-1», что предмет не взят. Второй кроссбар использует напряжения $v_i = \gamma_2 v_i^{binary}$, где $v_i^{binary} \in \{0, 1\}$. Здесь «1» соответствует тому, что предмет не взят, а «0», что предмет взят. Использование двух кроссбаров добавляет степень свободы движения по вольтамперной характеристике. Коэффициенты γ_1 и γ_2 используется для регулирования уровня флуктуаций в кроссбарах.

Для сравнения уровней флуктуация введем следующую величину:

$$std = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n}\sum_{j=1}^{m+1}\frac{\sum_{k=1}^{num\ cycle}(\Delta G_{ij}^{k})^2}{num\ cycle}}{(m+1)n}}. \qquad (7)$$

На рис. 3 изображены профили усредненной энергии в зависимости от количества циклов для задачи с параметрами $n = 14$ и $m = 2$.

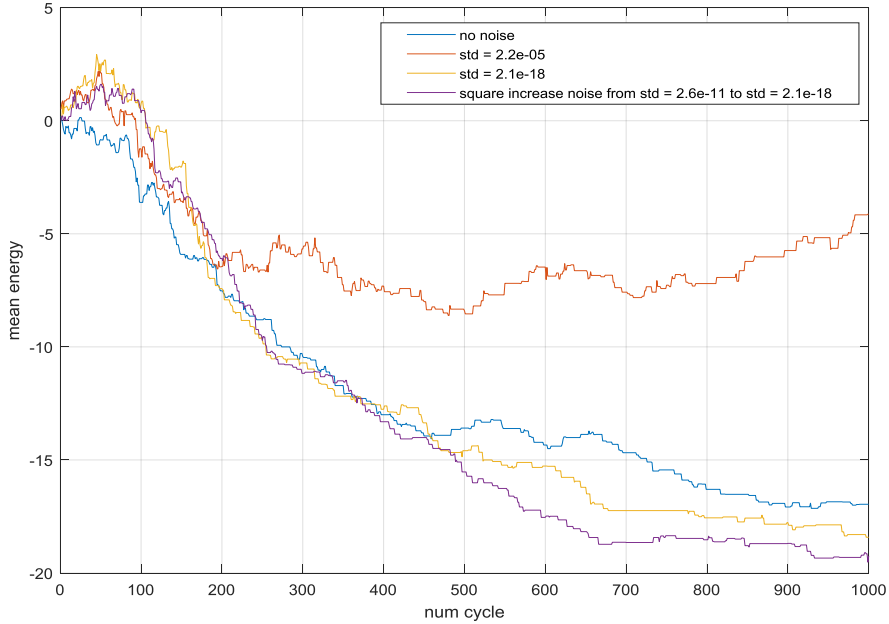


Рис. 3

Из полученных результатов можно заметить, что существует уровень флуктуаций, который позволяет сходиться к правильному решению быстрее (желтая кривая), чем обычный метод перебора (синяя кривая), но есть и уровни флуктуаций, при использовании которых мы получаем финальный уровень энергии выше, чем при обычном методе перебора (красная кривая).

Также в работе был рассмотрен случай модуляции коэффициента γ_1, по закону убывания обратно пропорционально квадрату номера цикла. Данный способ уменьшает флуктуации к моменту, когда нужно выдать результат, что позволяет решению не увеличивать энергию решения на последних циклах (фиолетовая кривая).

Данная работа показывает, что в некоторых задачах внутренние флуктуации мемристора можно использовать в практических целях, а не бороться с ними.

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2).

[1] Zheng G., Mohanty S.P., Kougianos E., Okobiah O. // 56th International Midwest Symposium on Circuits and Systems (MWSCAS). Columbus (OH, USA): IEEE. 2013. P. 916.

ВЛИЯНИЕ ПОДСЛОЯ SiO_2 НА ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕМРИСТИВНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ Si_3N_4

В.С. Кочергин[1)], А.В. Клюев[1)], А.В. Якимов[1)], P. Dimitrakis[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] National Center for Scientific Research "Demokritos", Greece

Исследованы две тонкоплёночные структуры. В образце S2 (рис. 2) между плёнкой Si_3N_4 и подложкой наносился подслой SiO_2 толщиной 2 нм. В образце S1 (рис. 1) данный слой отсутствует. Для каждой структуры измерения проводились в двух состояниях: высокого (СВС) и низкого (СНС) сопротивления. Использована методика анализа фликкерных шумов, отработанная на тонкоплёночных образцах $ZrO_2(Y)$ [1, 2].

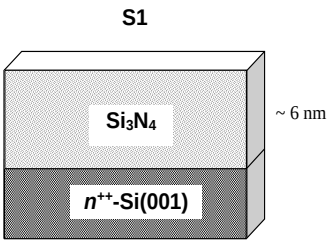


Рис. 1

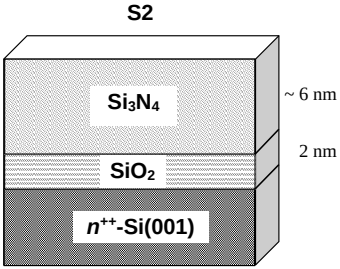


Рис. 2

Получены ВАХ после последовательных разверток напряжения с различными значениями тока I_{CC}, измеренные в типичном зонде для пластин при комнатной температуре с Cu/Pt и Al в качестве верхнего и нижнего электродов соответственно. На этих изображениях демонстрируется поведение резистивного переключения для исследуемых образцов S1 (рис. 3) и S2 (рис. 4). На циклических ВАХ контакта зонда атомно-силового микроскопа с обеими структурами (S1 и S2) наблюдается ярко выраженный гистерезис, типичный для биполярного резистивного переключения (РП). На сегодняшний день детали механизма РП в мемристорах на основе Si_3N_4 еще не ясны. Предполагается, что РП вызывается элементарными дрейфовыми/диффузионными скачками дефектов (предположительно азотных вакансий) внутри и вокруг проводящей нити, на которые воздействует приложенное напряжение.

Стоит отметить, что те же самые структуры S1 и S2 ранее были предметом систематических исследований в составе мемристивных устройств с макроскопическими металлическими электродами, показывающими воспроизводимое биполярное РП [3]. В данной работе анализируется локальное резистивное переключение. Это явление почти ограничено объемом одиночной нити в тонкой диэлектрической пленке.

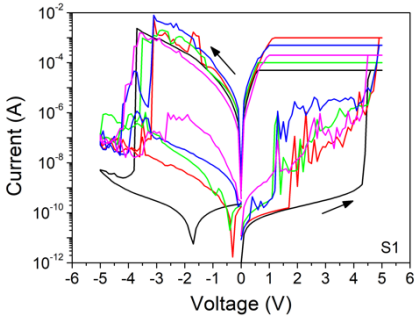


Рис. 3

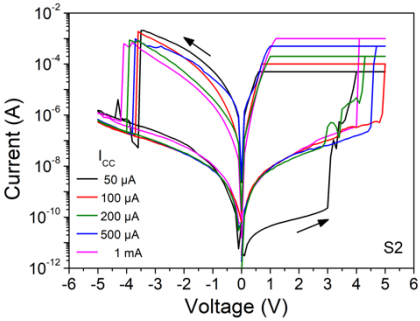


Рис. 4

Следует также обратить внимание, что в СВС для обеих структур регистрируется только внутренний шум экспериментальной установки. Этот шум кажется гауссовым и стационарным.

Отсутствие слоя SiO_2 в образце S1 привело к существенному увеличению шума по сравнению с S2. В S2 наблюдается относительно сильный случайный телеграфный процесс (СТП), проявляющийся существенного слабее в S1. При этом в S1 переход в СВС происходил в разных записях примерно через 65 с, 40 с, 13 с, при полной длительности каждой записи, равной 131 с. В образце S2, при полной длительности записи 8×25.6[с]=205 с, переход в СВС происходит после пятой записи, то есть примерно через 128 с.

Таким образом, показано, что наличие дополнительного слоя SiO_2 в образце S1 приводит к снижению низкочастотного шума по сравнению с образцом S2, где этот слой отсутствует. Однако наблюдаемое снижение шума сопровождается уменьшением срока службы образца.

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2). Экспериментальные образцы изготовлены в рамках двустороннего совместного исследовательского проекта Греция – Россия MEM-Q при поддержке GSRT, финансируемого национальными и европейскими фондами (proj. no. / MIS T4ΔΡΩ-00030 / 5021467). Измерения проводились на оборудовании Научно-образовательного центра физики твердотельных наноструктур ННГУ.

[1] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., and Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 253506.

[2] Klyuev A.V., Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., and Anikina Yu.I. Proc. 25th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2019). 18–21 June 2019, Neuchâtel, Switzerland. P. 136.

[3] Vasileiadis N., Loukas P., Karakolis P., Ioannou-Sougleridis V., Normand P., Ntinas V., Fyrigos I. A., Karafyllidis I., Sirakoulis G. Ch., Dimitrakis P. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. 153. 111533.

ПРОЦЕССЫ ПОТЕНЦИАЦИИ И ДЕПРЕССИИ В МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$

М.Н. Коряжкина[1)], М.А. Рябова[1)], Е.В. Окулич[1)], А.И. Белов[1)], И.Н. Антонов[1)], М.Е. Шенина[1)], С.А. Щаников[1)], А.Н. Михайлов[1)], Д.О. Филатов[1)], О.Н. Горшков[1)], Б. Спаньоло[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

Человеческий мозг способен обрабатывать параллельно большое количество информации, потребляя при этом экстремально низкие значения энергии (~1–100 фДж) [1]. Поэтому в последние годы интенсивно ведутся исследования и разработки “био-вдохновленных” нейроморфных устройств. Основным кандидатом для имитации синаптических функций в нейроморфных устройствах является мемристор благодаря его способности непрерывным образом изменять проводимость в зависимости от приложенного электрического поля. В таких устройствах мемристор рассматривается как искусственный синапс, а изменение его проводимости – как синаптическая пластичность. Существуют серьезные проблемы, касающиеся характеристик синаптической пластичности. Одна из проблем заключается в зависимости точности обучения нейроморфных сетей от степени нелинейности проводимости в процессах потенциации и депрессии [2]. В то же время мемристивные устройства в составе нейроморфных систем должны обладать высокой устойчивостью (длительным временем работы до отказа без существенного ухудшения характеристик) [3]. Решение указанных проблем может быть получено при использовании комплексного подхода, включающего как материаловедческую составляющую (правильный выбор материалов электродов и функционального диэлектрика), так и оптимизацию (подбор эффективных) протоколов воздействия для изменения резистивного состояния мемристора.

В данной работе представлены предварительные результаты исследования процессов потенциации (ПП) и депрессии (ПД) в мемристивных устройствах на основе $ZrO_2(Y)$. Детальную информацию о технологии изготовления мемристивных устройств и схематическое изображение экспериментальной установки можно найти в [4]. Электрические контакты к контактным площадкам устройств обеспечивались с помощью зондовой станции Everbeing EB-6. Знак напряжения на устройствах соответствовал потенциалу нижнего электрода относительно потенциала верхнего электрода. Исследования были реализованы при помощи USB-6341 (National Instruments).

В качестве объектов исследования были выбраны мемристивные устройства на основе $ZrO_2(Y)$. Исследованные устройства демонстрировали плавные РП (см. несколько вольтамперных характеристик (ВАХ) на рис. 1) и имели выносливость, достаточную для изучения ПП и ПД (см. стандартный эндюренс-тест на рис. 2; на вставке к рисунку показан протокол исследования выносливости).

Для исследования ПП и ПД на мемристивное устройство подавался сигнал, состоящий из последовательности N одинаковых (по амплитуде и форме) обучающих импульсов с положительной амплитудой и N одинаковых обучающих импульсов с отрицательной амплитудой. После каждого обучающего импульса состояние устройства проверялось путем приложения импульсов чтения. На рис. 3 показано схематическое изображение входных сигналов и их параметры. Использовались обучающие

импульсы разной амплитуды A и формы (прямоугольной, треугольной, синусоидальной и экспоненциальной), а также варьировалось количество обучающих импульсов N. Отклик устройства на входной сигнал регистрировался с нагрузочного резистора (100 Ом), включенного последовательно. Для определения влияния параметров входного сигнала находилось усредненное (по 100) значение тока в процессе чтения. Схематическое изображение полученных результатов приведено на рис. 4. Мы использовали значение тока в "последней точке" как меру эффективности ПП и ПД.

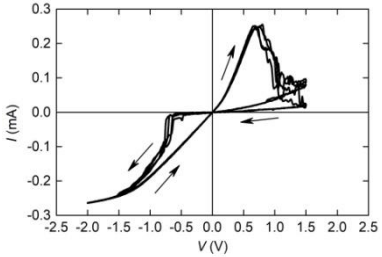


Рис. 1

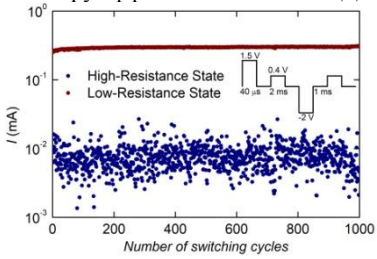


Рис. 2

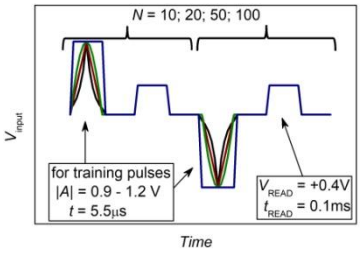


Рис. 3

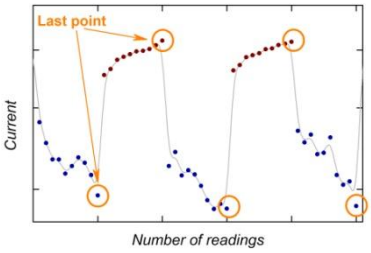


Рис. 4

На рис. 5–12 показаны зависимости значения тока в "последней точке" от амплитуды (рис. 5–8) и количества (рис. 9–12) обучающих импульсов разной формы. Усреднение производилось по 500 циклам потенциации и депрессии. Полученные результаты свидетельствуют о сильной зависимости эффективности ПП и ПД в совокупности от амплитуды и формы обучающих импульсов. Видно, что в случае экспоненциальной формы значения токов в ПП и ПД перекрываются во всем рассматриваемом диапазоне амплитуд обучающих импульсов, что, фактически, свидетельствует об отсутствии изменений состояния мемристивного устройства под действием обучающих импульсов. В то же время, в случае прямоугольной формы обучающих импульсов значения токов в ПП и ПД практически не перекрываются во всем рассматриваемом диапазоне амплитуд. Напротив, количество обучающих импульсов оказывает менее существенное влияние на эффективность ПП и ПД. Видно, что практически во всем рассматриваемом диапазоне N значения токов в ПП и ПД не перекрываются.

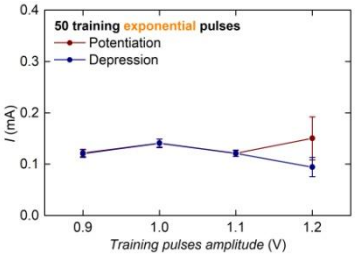


Рис. 5

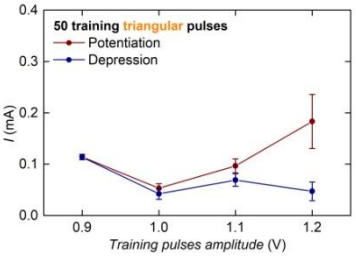


Рис. 6

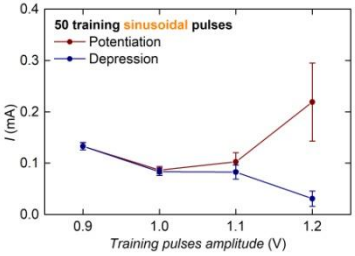


Рис. 7

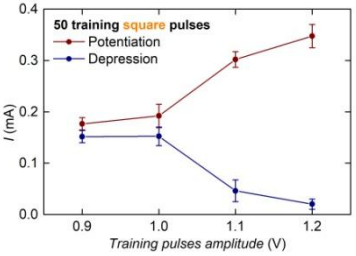


Рис. 8

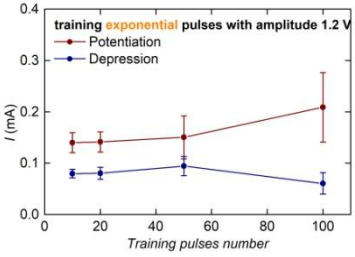


Рис. 9

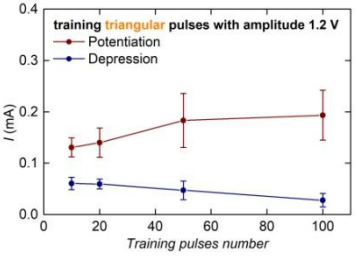


Рис. 10

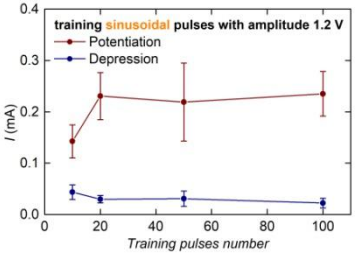


Рис. 11

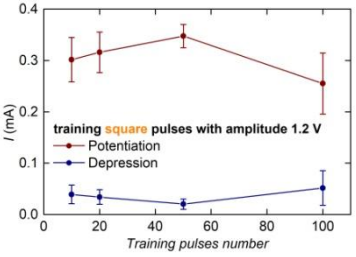


Рис. 12

Отметим, что при одинаковой длительности обучающих импульсов амплитуда, форма и количество обучающих импульсов определяют работу, затрачиваемую на изменение резистивного состояния мемристивного устройства.

На рис. 13 представлены результаты исследования выносливости мемристивного устройства при воздействии обучающих импульсов прямоугольной формы с $A = 1{,}2$ В и $N = 50$, а также с $A = 1{,}1$ В и $N = 20$. Показано, что ПП и ПД различимы с не менее чем трехкратным изменением тока даже после достижения 1000 циклов. Отметим, что значения токов в ПП в основном не меняются и имеют постоянную величину. Такое поведение нежелательно, т.к. это значительно снизит точность обучения нейроморфных сетей на основе таких устройств. Однако в данном исследовании для ПП и ПД использовались симметричные (одинаковые по абсолютному значению) амплитуды обучающих импульсов. Влияние асимметрии будет предметом дальнейших исследований.

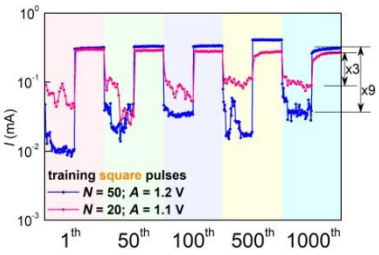


Рис. 13

Таким образом, было установлено, что параметры обучающих импульсов играют важную роль в эффективности процессов потенциации и депрессии. Представленные результаты указывают на перспективность дальнейших исследований процессов потенциации и депрессии в мемристивных устройствах на основе $ZrO_2(Y)$.

Исследование влияния амплитуды и количества обучающих импульсов разной формы в более широком диапазоне значений, а также развитие физической модели этого влияния на исследуемые мемристивные устройства будет предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена в рамках реализации программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Н-466-99_2021-2023). Коряжкина М.Н. выражает признательность за поддержку программой стипендий при Президенте Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики. Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

[1] van de Burgt Y., Lubberman E., Fuller E.J. et al. // Nature Materials. 2017. Vol. 16. P. 414.
[2] Liu H., Wei M., Chen Y. // Nanotechnology Reviews. 2018. Vol. 7. P. 443.
[3] Jo S.H., Chang T., Ebong I. et al. // Nano Letters. 2010. Vol. 10. P. 1297.
[4] Filatov D.O., Koryazhkina M.N., Novikov A.S. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 156. P. 111810.

МЕМРИСТОР КАК ИСТОЧНИК ЭНТРОПИИ В ВЕРОЯТНОСТНЫХ СХЕМАХ

В.И. Лукоянов[1)], А.Н. Михайлов[1)], Д.В. Гусейнов[1)], А.И. Белов[1)], Д.С. Королев[1)], А.Н. Шарапов[1)], М.О. Шамшин[1)], Ю.В. Першин[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] University of South Carolina, Columbia, SC 29208 USA

Стохастическая природа резистивного переключения в мемристивных структурах может служить источником энтропии в вероятностных схемах на их основе. При этом под энтропией в данном случае понимается мера неопределенности случайного отклика мемристора на внешний переключающий импульс с определенными длительностью и амплитудой. Одна из вероятностных схем, в которой может быть использована стохастическая природа резистивного переключения, основана на известной математической модели статистической физики, предназначенной для описания намагничивания материала – модели Изинга. При этом аналогами ориентации спина (±1) в кристаллической решётке являются состояния мемристоров с высоким и низким сопротивлением (рис. 1).

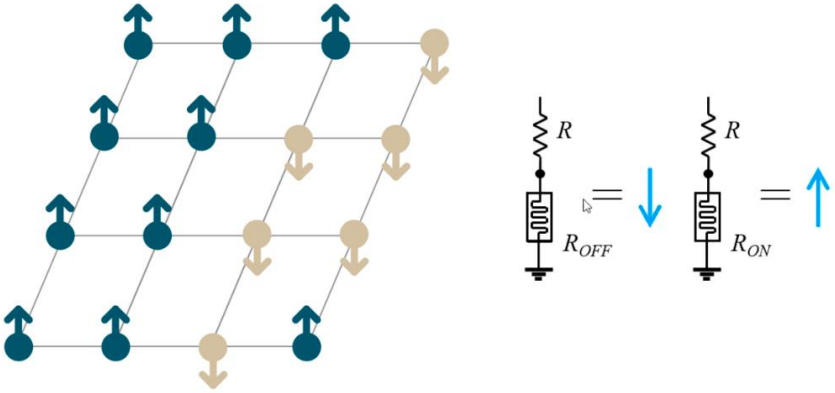


Рис. 1

Описанной модели Изинга может быть поставлена в соответствие следующая вероятностная схема на основе мемристоров (рис. 2). Мемристоры в N-мерной цепочке соединены между собой резисторами r, номинал каждого из которых влияет на «взаимодействие» соседних мемристивных устройств, моделируя обменное взаимодействие спинов. Сопротивление R необходимо для задания падения напряжения на мемристоре, которое определяет вероятность переключения. При подаче периодических импульсов напряжения система эволюционирует между своими возможными состояниями за счет переключения отдельных мемристоров, зависящего от состояния соседних устройств. Зная параметры мемристивных устройств в схеме, такие как время переключения [1], можно моделировать данную систему в полной аналогии с динамикой модели Изинга.

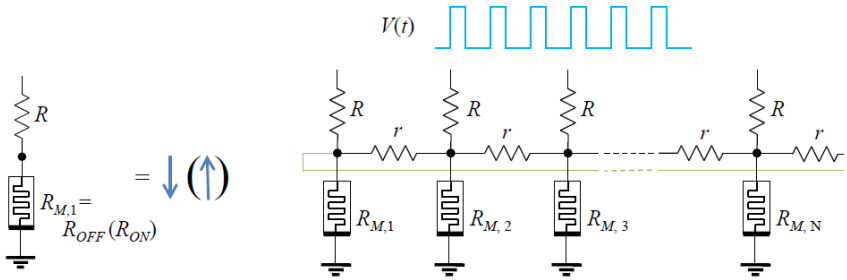


Рис. 2

В соответствии со схемой на рис. 2 была разработана электрическая схема для проведения измерений (рис. 3). С помощью неё на взаимодействующие мемристоры подавались импульсы переключения различной полярности, а также считывающие импульсы малой амплитуды.

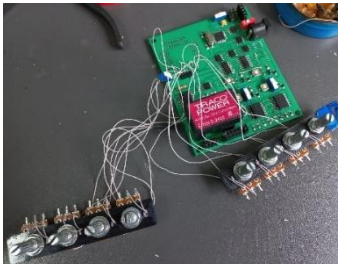


Рис. 3

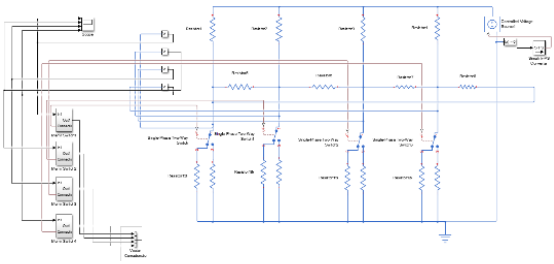


Рис. 4

Также было проведено моделирование динамики резистивного переключения в одномерной замкнутой цепочке из четырех параллельно соединённых мемристоров. Для графического построения и анализа схемы был применён пакет MATLAB Simulink (рис. 4).

В ходе моделирования в схеме менялись сопротивления резисторов связи (резисторы R_1, R_2, R_3, R_4). Последовательное сопротивление оставалось постоянным (1 кОм). Схема моделировалась на протяжении 10^6 с (внутренний параметр моделирования). Затем все полученные состояния за это время отображались в виде гистограмм. Полученные гистограммы для сопротивлений связи со значением R = 100 кОм представлены на рис. 5-6.

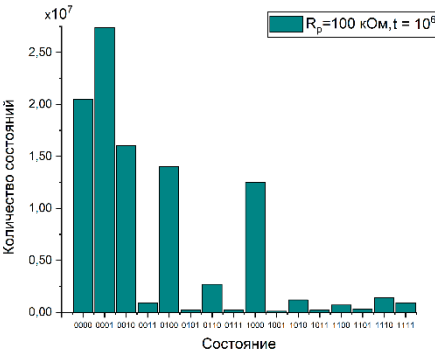


Рис. 5

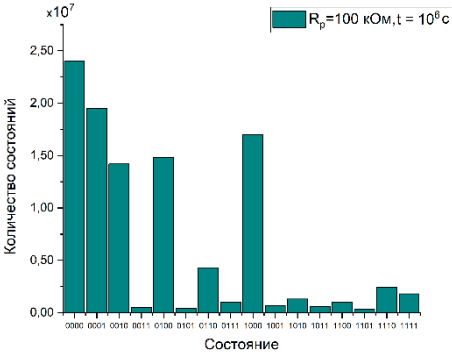


Рис. 6

Было установлено, что при большом значении сопротивления перекрёстных связей наиболее вероятными являются состояния, в которых переключается лишь один мемристор. Такими состояниями являются 0000, 0001, 0010, 0100, 1000. В этой конфигурации данная схема работает как источник генерации случайных чисел, имея четыре устойчивых рабочих состояния.

Далее приводятся гистограммы для сопротивления связи R = 100 Ом (рис. 7-8). Сопротивления, соединённые с мемристорами последовательно, не менялись.

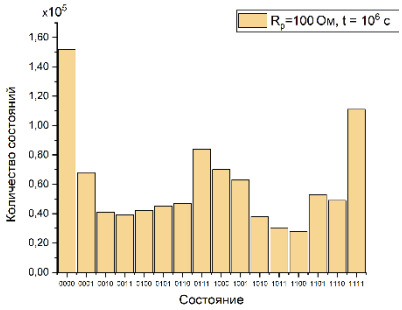


Рис. 7

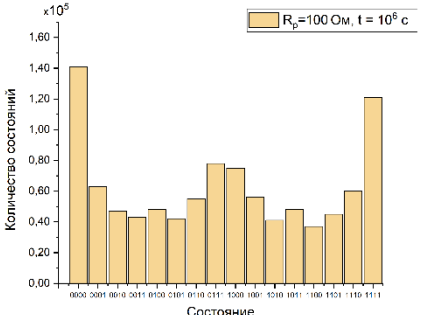


Рис. 8

В случае сильной связи (малого перекрёстного сопротивления) гистограммы распределения состояний получаются более равномерными. Реализуются все состояния системы за счёт «обменного» взаимодействия соседних мемристивных устройств. Это хорошо соответствует модели Изинга и демонстрирует перспективы мемристивных вероятностных схем для моделирования различных статистических явлений.

[1] Gaba S., Sheridan P., Zhou J., Choi S., Lu W. // Nanoscale. 2013. Vol. 5. P. 5872.

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЙ ПРОВОДИМОСТИ ФИЛАМЕНТА МЕМРИСТОРА, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ДИФФУЗИЕЙ ИОНОВ КИСЛОРОДА

О.В. Маторина, А.В. Клюев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Настоящий анализ опирается на работы [1]-[3] в которых определен диапазон энергий активации диффузии ионов кислорода внутри (и вокруг) проводящего филамента мемристивной структуры, выполненной на основе $ZrO_2(Y)$. В настоящей работе исследуется зависимость величины скачков тока от числа ионов кислорода.

Спектр тока (при измерении шума в состоянии низкого сопротивления) описывается модельным соотношением:

$$S_{Fit}(f) = \frac{A}{f^{\gamma}}\ [\text{А}^2/\text{Гц}], f \in [f_L; f_H]. \quad (1)$$

Здесь $A = 2{,}3 \cdot 10^{-21}$; параметр формы спектра равен $\gamma = 1{,}3$.

Указанный спектр получен в диапазоне частот от $f_{\text{L}} = 15{,}6$ Гц до $f_{\text{H}} = 7\ 980$ Гц.

Для простоты считаем, что каждый ион формирует “двухуровневую систему” (ДУС). Термоактивированные переходы иона кислорода между состояниями ДУС приводят к модуляции проводимости филамента, $G = G(t)$, имеющей характер случайного телеграфного процесса (СТП–RTN). Соответствующие изменения тока через филамент, вызванные этими переходами, тоже имеют характер СТП.

Обозначим через M полное число ионов, диффундирующих внутри и вокруг филамента. Ионы формируют ДУС с номерами $m \in [1;\ M]$. Таким образом, полный ток $I_{\text{t}}(t)$ через филамент содержит суперпозицию M элементарных СТП $i_m(t)$:

$$I_t(t) = < I_t(t) > + \sum_{m=1}^{M} i_m(t). \quad (2)$$

Здесь $< I_{\text{t}}(t) >$ – среднее значение тока через филамент.

Пример реализации отдельного процесса изображён на рис. 1.

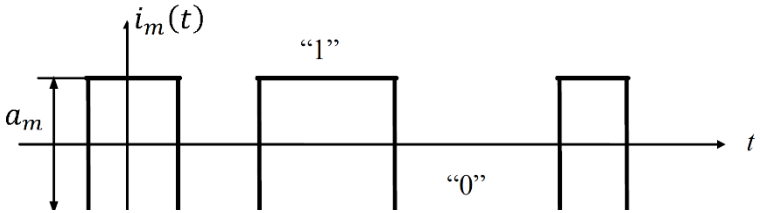


Рис. 1

Процесс состоит из прямоугольных импульсов “1”, разделённых паузами “0”. Высота импульса (размах СТП) в процессе номер m составляет a_m.

Для простоты предполагается, что длительности пауз и импульсов распределены по закону Больцмана.

Эффективное значение размаха i_0 элементарного импульса определяется через среднеквадратическое значение размахов всех СТП:

$$i_0 = \sqrt{< {a_m}^2 >},\ m \in [1; M]. \quad (3)$$

Примем, что все ДУС, формируемые ионами, являются симметричными. Это означает совпадение средних длительностей пауз и импульсов, $\tau_0 = \tau_1$.

Полный спектр определяется следующим образом:

$$S_{I_t}(f) = M \int_{(f_c)} S_{RTN}(f|f_c) W_c(f_c) df_c. \quad (4)$$

Здесь S_{RTN} – спектр отдельного СТП, определённый в работах [2], [3]; W_{c} – плотность вероятности частот среза; интегрирование ведётся по всем частотам среза f_{c}.

Для получения фликкерного спектра $1/f^{\gamma}$ необходимо, чтобы функция плотности вероятности (pdf) частот среза имела следующий вид:

$$W_c(f_c) = \frac{B_c}{f_c^{\gamma}};\ B_c = \frac{1-\gamma}{f_H^{1-\gamma} - f_L^{1-\gamma}};\ f_c \in [f_L; f_H]. \quad (5)$$

Использование pdf (5) приводит к следующему выражению для спектра (4):

$$S_{I_t}(f) = \frac{A}{f^{\gamma}};\ A = X_A C_A. \quad (6)$$

Здесь $X_A = M i_0^2;\ C_A = p B_{\mathrm{c}} \mathrm{cosec}(\gamma\, \pi/2)$. В выражении для C_A исправлена ошибка, допущенная в [2].

Перейдём к численным оценкам, основанным на результате (1).

Для нахождения эффективного значения размаха (3) элементарного импульса тока необходимо оценить величину M полного числа ионов, диффундирующих внутри филамента.

В [2], [3] определён объём филамента $V_{\mathrm{F}} = (\pi/4) d^2 L \approx 226 {a_{\mathrm{L}}}^3$, или примерно 226 ячеек решётки. Допустим, только половина этих ячеек занята ионами кислорода, то есть $M \approx 113$.

Для эффективного значения размаха элементарного импульса тока находим: $i_0 \approx 6{,}7 \cdot 10^{-12}$ А (≈ 6,7 пА). Этот размах отражает эффект от единичного диффузионного скачка иона кислорода, приводящего к изменению проводимости филамента.

Итак, найдена зависимость эффективного значения размаха элементарного импульса тока от количества занятых ионами кислорода ячеек, см. рис. 2.

Этот результат получен из анализа спектра фликкерного шума тока через филамент с учётом геометрических параметров филамента.

Следует отметить, что подобный анализ проводился и ранее при исследовании низкобарьерных диодов Шоттки [4], применяемых в детекторах [5], [6].

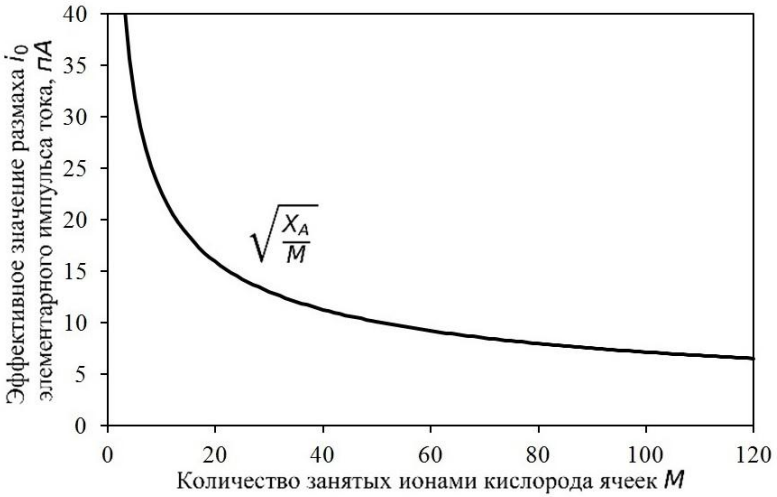


Рис. 2

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2). Измерения проводились на оборудовании Научно-образовательного центра физики твердотельных наноструктур ННГУ.

[1] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., and Spagnolo B. // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 114. P. 253506. DOI: 10.1063/1.5098066.

[2] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Klyuev A.V., Shtraub N.I., Kochergin V.S., and Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 148. P. 111014. DOI: 10.1016/j.chaos.2021.111014.

[3] Штрауб Н.И., Якимов А.В., Клюев А.В., Горшков О.Н., Филатов Д.О., Кочергин В.С., Spagnolo B. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 13–31 мая 2020 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 454. http://www.rf.unn.ru/wp-content/uploads/sites/21/2020/10/rf-conf-2020-book-1.pdf.

[4] Klyuev A.V., Shmelev E. I., Yakimov A.V. // Fluctuation and Noise Letters. 2014. Vol. 13, № 1. 1450003 (16 pages). DOI: 10.1142/S0219477514500035.

[5] Клюев А.В. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011, №3. С. 20.

[6] Клюев А.В. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012, №. 3. С. 13.

МЕМРИСТОРЫ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТНОГО ПОЛИ(П-КСИЛИЛЕНА) В КРОССБАР АРХИТЕКТУРЕ: ХАРАКТЕРИСТИКИ, МЕХАНИЗМ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ, ПЕРСПЕКТИВЫ НЕЙРОМОРФНЫХ ПРИМЕНЕНИЙ

А.Н. Мацукатова[1, 2], А.В. Емельянов[1], А.А. Миннеханов[1], А.Ю. Вдовиченко[1], В.А. Кулагин[1, 2], В.А. Демин[1]

[1] НИЦ "Курчатовский институт"
[2] МГУ им. М.В. Ломоносова

Введение

С каждым годом к эффективности вычислительных систем предъявляются все более и более высокие требования. При этом новые системы должны быть более производительными и эффективными при сохранении своих размеров или их уменьшении. В этом контексте традиционная архитектура фон Неймана почти достигла своего максимума: для дальнейшего увеличения эффективности архитектуры необходимо увеличение количества транзисторов, размеры которых в свою очередь уже подошли к своему физическому пределу и не могут быть уменьшены значительно. В таком случае одним из возможных способов увеличения эффективности вычислений является создание новых архитектур, в том числе нейроморфных вычислительных систем (НВС), состоящих из нейронов и синапсов. На данный момент успешно создаются программные и аппаратные нейроны для НВС, в то время как подходящая структура для имитации синапсов еще не выбрана. Перспективным кандидатом на роль синапсов в НВС является, так называемый, мемристор. Мемристор («memory + resistor») представляет собой многослойную структуру, способную изменять свое резистивное состояние, если к ней приложено напряжение достаточной амплитуды. Более того, после того как подача напряжения прекращается, мемристор сохраняет свое резистивное состояние.

Хотя различные мемристивные структуры уже были продемонстрированы, до сих пор не был создан идеально подходящий для НВС мемристор. Поэтому поиск новых мемристивных структур и активное исследование их свойств продолжается. Особенно интересны мемристоры, работающие по механизму электрохимической металлизации (ЕСМ). Резистивное переключение таких мемристоров основано на образовании (разрушении) металлического мостика в диэлектрической матрице. Этот механизм резистивного переключения сопоставим с механизмом работы биологического синапса [1]. Тем не менее, высокая стохастичность ЕСМ мемристоров является ограничивающим фактором для их использования в НВС [2].

Одним из многообещающих ЕСМ мемристоров является мемристор на основе поли-(*n*-ксилилена) или ППК [3]. Введение наночастиц серебра в слой ППК (ППК-Ag) приводит к значительному снижению стохастичности резистивного переключения таких мемристоров [4]. Однако данные результаты были получены для одиночных структур ППК-Ag большой площади (S = 0.2×0.5 мм^2), что не дает возможности рассуждать о перспективности данных мемристоров для НВС. Поэтому важно изучить возможность масштабирования мемристоров ППК-Ag, особенно в удобной для НВС кроссбар-архитектуре.

Материалы и методы

Был изготовлен кроссбар 8x4 на основе ППК-Ag мемристоров: Ag (верхний электрод)/ППК-Ag/Au (нижний электрод). Нижние электроды шириной 60 мкм были получены с помощью оптической литографии по методике, описанной в [5]. Слой ППК-Ag толщиной 400 нм получен методом полимеризации из газовой [6]. Концентрация наночастиц Ag в матрице ППК составляла 6%. Верхние Ag электроды шириной 300 мкм наносились методом магнетронного распыления.

Характеристики мемристивной структуры исследовались с помощью аналитической зондовой станции 3S SWIN EPS4. Импульсы напряжения подавались на верхний электрод (при заземленном нижнем электроде) от источника-измерителя Keithley 2636B, запрограммированного в среде LabView. Для того чтобы избежать теплового разрушения мемристоров, ток ограничивался на уровне 0.2 мА при положительных напряжениях и на уровне 10 мА при отрицательных. Все эксперименты выполнялись при комнатной температуре.

Результаты

На рис.1а представлены типичные вольтамперные характеристики элементов кроссбар-структур на основе ППК-Ag. Такие резистивные переключения типичны для ECM мемристоров и ППК мемристоров в частности. Видно, что, хотя резистивное окно между крайними состояниями таких мемристоров высоко и переключения достаточно стабильны, имеет место заметный разброс напряжений переключения от цикла к циклу. Сравнение характеристик с разных мемристивных устройств приводит к выявлению еще большего разброса переключающих напряжений (стохастичность от устройства к устройству показана на рис.1б). Если сравнивать разброс напряжений переключения мемристоров в кроссбар-архитектуре ($S = 0.06 \times 0.3$ мм^2) с одиночными мемристорами ($S = 0.2 \times 0.5$ мм^2), виден значительный рост стохастичности (в среднем коэффициент вариации для напряжений переключения одиночных структур – 25% [4], а для кроссбар-структур – 50%). С другой стороны, остальные важные мемристивные характеристики, такие как пластичность (количество стабильных резистивных состояний) и количество стабильных циклов резистивного переключения, остаются на высоком для органических мемристоров уровне (рис. 1в и 1г).

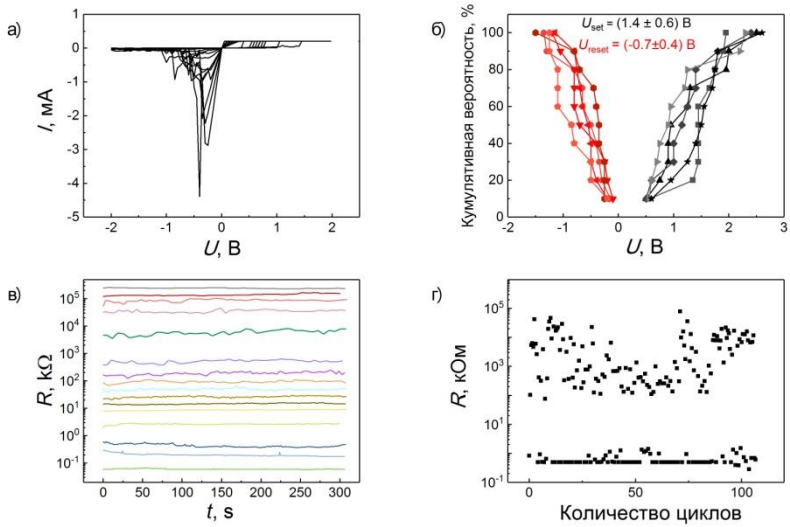


Рис. 1

В рамках данной работы также была исследована возможность уменьшения дисперсии напряжений переключения на примере одиночных мемристивных структур Ag/ППК-Ag/ITO с концентрацией наночастиц Ag 6%. На рис. 2 представлены ВАХи таких структур и аналогичных структур, которые были дополнительно отожжены при температуре 250℃ в течение 2 часов после их изготовления. Видно, что стохастичность резистивных переключений мемристоров уменьшается при

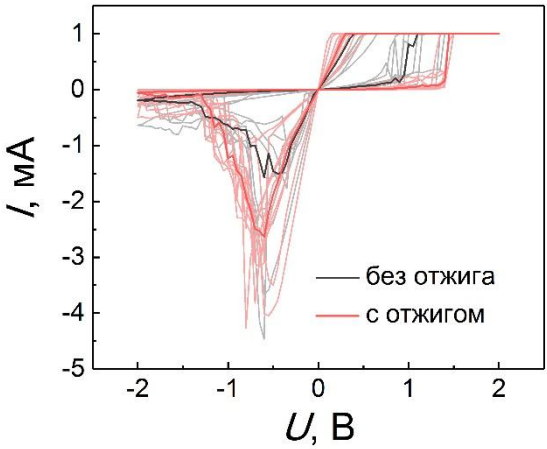


Рис. 2

дополнительном отжиге (в среднем коэффициент вариации напряжений переключения уменьшился с 25% до 12%). Такой же механизм уменьшения стохастичности при необходимости может быть применен и к кроссбарам на основе ППК-Ag.

Вывод

Были изучены основные характеристики мемристоров на основе ППК-Ag в архитектуре кроссбар: средние напряжения переключения, разброс напряжений переключения от цикла к циклу и от устройства к устройству, пластичность, количество стабильных циклов резистивного переключения. Предложен способ уменьшения разброса напряжений переключения. Полученные результаты указывают на конкурентоспособность нанокомпозитных мемристоров на основе ППК-Ag и дают надежду на их успешное использование в энергоэффективных НВС.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 18-79-10253). А.Н. Мацукатова является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№19-2-6-57-1). Измерения выполнены с использованием оборудования ресурсных центров НИЦ «Курчатовский институт».

[1] Valov I., Waser R., Jameson J.R. et al. // Nanotechnology. 2011. Vol. 22, № 25. P. 254003.
[2] Surazhevsky I.A., Demin V.A., Ilyasov A.I. et al. // Chaos Solit. Fractals. 2021. Vol. 146. P. 110890.
[3] Minnekhanov A.A., Emelyanov A.V., Lapkin D.A. et al. // Sci. Rep. 2019. Vol. 9. P. 10800.
[4] Matsukatova A.N., Emelyanov A.V., Minnekhanov A.A. et al. // Tech. Phys. Lett. 2020. Vol. 46. P. 73.
[5] Shvetsov B.S., Minnekhanov A.A., Emelyanov A.V. et al. // Nanotechnology. 2022. Vol. 33, № 25. P. 255201.
[6] Григорьев Е.И., Завьялов С.А., Чвалун С.Н. // РН. 2006. Т. 1. С. 58.

МЕМРИСТОРНЫЙ ПРОЕКТ ННГУ: ПРИНЦИПЫ ОРГАНИЗАЦИИ, РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

А.Н. Михайлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Текущее развитие науки и техники происходит на фоне серьезных парадигмальных изменений, затрагивающих различные области науки, технологические отрасли и ведущих к созданию на основе конвергентного подхода новых искусственных природоподобных систем, которые могут быть органично встроены в системы природные. Ярким примером новой парадигмы является совокупность научных представлений и технологических подходов, ведущая к созданию уникальных биоподобных (нейроморфных) систем на основе простых органических или неорганических материалов (элементов), конструируемых с помощью нанотехнологий. Одним из таких элементов является мемристор, который, с одной стороны, есть очень простой двухполюсный элемент электрических цепей (сопротивление с эффектом памяти), а с другой стороны, это нелинейная динамическая система, которая за счет внутренних стохастических явлений может воспроизводить функции биологических синапсов и нейронов. Такие свойства позволяют не только аппаратно реализовать нейронные сети, но и совершить качественный прорыв на пути к интеграции искусственных электронных схем и живых биологических систем с целью решения насущных задач робототехники, искусственного интеллекта и медицины [1].

В данном докладе представлены принципы организации и основные результаты мемристорного проекта ННГУ, который представляет собой комплекс взаимоувязанных и междисциплинарных исследований / разработок разного уровня, демонстрирует высокую научную результативность и положительную динамику роста. На рис. 1 представлена иллюстрация многоуровнего подхода, реализуемого коллективом ННГУ совместно с российскими и зарубежными партнерами. На уровне материалов формируются и изучаются наноструктуры «металл-оксид-металл», которые проявляют резистивное переключение. Причем для понимания закономерностей мемристивного эффекта и управления его параметрами недостаточно детального изучения физико-химических явлений на нано- или микроуровне. Например, совокупность разных транспортных явлений (фононов, электронов, ионов) в разных временных масштабах делает даже один мемристор сложной нелинейной системой с «живым» динамическим откликом. Для того, чтобы двигаться дальше на пути к нейроморфным и нейрогибридным системам, те же разработанные мемристивные структуры формируются в составе пассивных интегральных чипов. Экспериментальная работа всегда ведется параллельно с многомасштабным моделированием: от моделей физических явлений на микро-, мезо- и макроуровне до компактных моделей устройств и схемотехнических моделей, необходимых для автоматизированного проектирования электронных схем.

В основе проекта лежит сквозная технология мемристивных устройств, совместимая с традиционной кремниевой технологией и обеспечивающая создание элементной базы новых мозгоподобных информационно-вычислительных систем с широким спектром применений. Среди наиболее актуальных применений можно выделить традиционные и импульсные нейросетевые архитектуры, нейроинтерфейсы и вероят-

ностные схемы для систем информационной безопасности (типа схемы генератора истинно случайных чисел).

Наиболее интригующие результаты фундаментального характера получены при изучении богатого динамического отклика мемристивных устройств на сложные импульсные сигналы и шум, в том числе сигналы биоэлектрической активности живых нейрональных культур и срезов мозга, который может быть проанализирован на системном уровне с использованием новейших методов статистического анализа и ляжет в основу новых нейрогибридных систем искусственного интеллекта.

Ближайшие перспективы проекта связаны с интеграцией мемристивных устройств с приборным слоем КМОП, а также совместной оптимизацией материалов, устройств и архитектур, необходимыми для создания демонстрационных прототипов информационно-вычислительных систем на основе мемристоров.

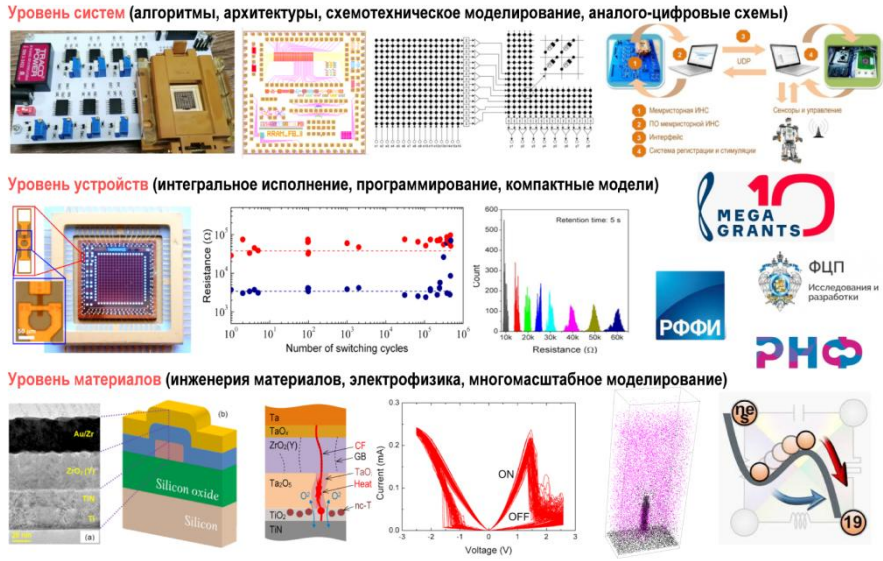


Рис.

Различные части работы выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-11-00280), Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-29-23001), Правительства Российской Федерации (договор № 074-02-2018-330 (2)), а также в рамках программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (Н-466-99_2021-2023) и научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах»).

[1] Mikhaylov A., Pimashkin A., Pigareva Y. et al. // Frontiers in Neuroscience. 2020. Vol. 14. P. 358.

ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫЕ АППАРАТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА НА БАЗЕ МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВ

С.А. Щаников[1)], И.А. Борданов[1)], Е.А. Букварев[2)], В.П. Хранилов[2)], Е.Г. Грязнов[3)], А.Н. Михайлов[3)]

[1)] ВлГУ им. А.Г. и Н.Г. Столетовых
[2)] НГТУ им. Р.Е. Алексеева
[3)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Аппаратный ускоритель искусственного интеллекта (ИИ) — это специализированное устройство, архитектура которого позволяет выполнять алгоритмы искусственных нейронных сетей (ИНС) быстрее по сравнению с универсальным вычислителем. Отличительными особенностями аппаратных ускорителей ИИ на базе мемристивных устройств являются: переход от архитектуры Джона фон Неймана к применению нейроморфных вычислений в памяти (in-memory computing), а также переход от цифровой реализации математических вычислений с применением транзисторов к аналоговой реализации матрично-векторного умножения и сложения за счет естественных физических законов Ома и Кирхгофа. Как показывают обзоры публикаций [1, 2], такой подход позволяет качественно улучшить технические характеристики рассматриваемого класса устройств и создавать высокопроизводительные и энергоэффективные системы ИИ.

Для разработки аппаратных ускорителей ИИ авторами разработаны мемристивные устройства типа «металл-диэлектрик-метал», где в качестве основного диэлектрика используется стабилизированный иттрием диоксид циркония, осаждаемый методом магнетронного распыления [3]. Конструктивные варианты и технологические приемы изготовления мемристивных устройств совместимы с современным КМОП-процессом и предусматривают различные комбинации электродов для управления параметрами резистивного переключения. Отобранные образцы мемристивных устройств демонстрируют биполярное переключение анионного типа. На рис. 1 представлен пример ВАХ разработанных мемристивных устройств.

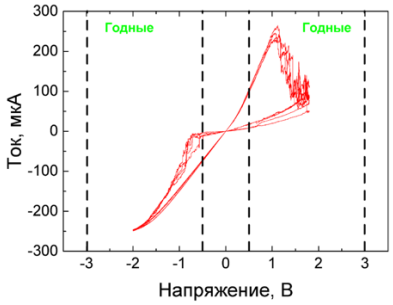


Рис. 1

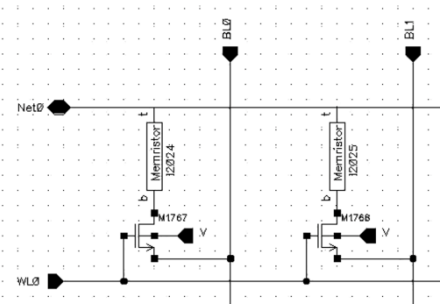


Рис. 2

Для создания аппаратных ускорителей ИИ авторами разработана топология кристалла, содержащего массив мемристивных устройств в архитектуре кросс-бар размером 32x8 элементов. Мемристивные структуры в данном кристалле сформированы на уровне четвертого слоя металлизации и интегрированы с управляющими схемами в приборном слое в рамках разработанного авторами совмещенного технологического процесса. Это позволит значительно улучшить технические характеристики аппаратных ускорителей за счет снижения влияния токов перетока и возможности доступа к отдельным элементам кросс-бара. После обрезки технологических краев кристалл монтируется в стандартный 64-выводной металлокерамический корпус 5134.64-6, что позволяет отрабатывать различные конструктивные варианты аппаратных ускорителей на прототипах. На рис. 2 показан участок электрической принципиальной схемы кросс-бара мемристивных устройств, интегрированного с транзисторами.

Мемристивные кросс-бары являются основой вычислительного ядра аппаратных ускорителей ИИ. В настоящее время авторами разработан проект такого ядра (рис. 3). Он имеет модульную структуру и может быть легко масштабирован для управления несколькими кросс-барами, объединенными в кластер.

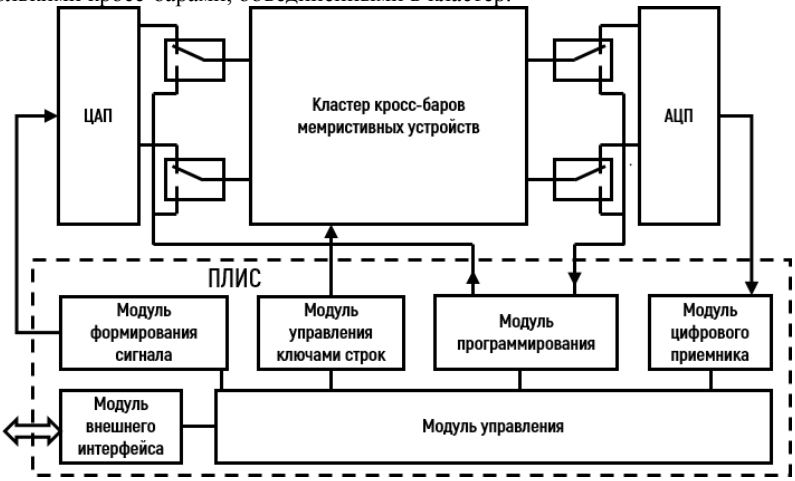


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке Субсидии Министерства науки и высшего образования РФ (проект №13.2251.21.0098, соглашение №075-15- 2021-1017).

[1] Zhu J., Zhang T., Yang Y. et al. // Applied Physics Reviews. 2020. Vol. 7. P. 011312.
[2] Mikhaylov A., Pimashkin A., Pigareva Y. et al. // Frontiers in Neuroscience. 2020. Vol. 14. P. 358.
[3] Gorshkov O.N., Mikhaylov A.N., Kasatkin A.P. et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2016. Vol. 741. P. 012174.

ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ РЕЗИСТИВНОГО СОСТОЯНИЯ В МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ $ZRO_2(Y)$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВНЕШНЕГО ШУМА

В.А. Шишмакова[1)], М.Н. Коряжкина[1)], Д.О. Филатов[1)], А.С. Новиков[1)], М.Е. Шенина[1)], А.И. Белов[1)], И.Н. Антонов[1)], В.Е. Котомина[1)], А.Н. Михайлов[1)], О.Н. Горшков[1)], Н.В. Агудов[1)], Б. Спаньоло[1,2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям эффекта резистивного переключения (РП), состоящего в бистабильном (мультистабильном) переключении сопротивления тонкой диэлектрической пленки, сформированной между двумя проводящими электродами, при приложении внешнего напряжения. Электронные устройства, основанные на данном эффекте, называются *мемристорами* или *мемристивными устройствами*. На сегодняшний день понимание механизма РП основано главным образом на концепции т. наз. филаментов (проводящих каналов). Оно заключается в образовании и разрыве филаментов внутри функционального диэлектрика под действием электрического поля. В мемристорах филаменты состоят из кислородных вакансий функционального диэлектрика или атомов металла, инжектированных из электродов. Мемристоры считаются перспективными для широкого круга приложений, например, энергонезависимой компьютерной памяти нового поколения, нейроморфных электронных устройствах и др. [1]. Однако в настоящее время использование мемристоров сдерживается недостаточной стабильностью параметров РП в процессе эксплуатации [2]. Фундаментальной причиной нестабильности является стохастический характер РП [3]. Как правило, в мемристорах на основе оксидов переходных металлов размеры филаментов в поперечном сечении составляют от 1–10 нм. Их разрыв и восстановление обычно происходит в локальном объеме функционального диэлектрика (несколько нм^3) в зазоре между вершиной филамента и поверхностью электрода за счет дискретных прыжков по вакансиям ионов O^{2-} в структуре оксидного слоя. В процессе РП участвует очень ограниченное (счетное) число ионов O^{2-}. В результате этого флуктуации параметров РП могут значительно превышать их средние значения. Относительно недавно появился подход к повышению стабильности параметров РП, основанный на рассмотрении мемристора как мультистабильной стохастической системы и использующий конструктивную/полезную роль шума/флуктуаций. Некоторые явления, характерные для мультистабильных стохастических систем, уже экспериментально наблюдались в мемристорах: *стохастический резонанс* [4], *резонансная активация* [5], *переходная бимодальность* [6] и др. Еще одним проявлением полезной роли шума в стохастических нелинейных системах является эффект повышения устойчивости метастабильного состояния при воздействии шума определенной интенсивности [7]: обнаружена немонотонная (с максимумом) зависимость времени перехода броуновской частицы из метастабильного состояния от интенсивности флуктуаций. Недавно этот эффект был экспериментально обнаружен в мемристорах [8], где исследовалась кинетика релаксации резистивного состояния из начального состояния с низким сопротивлением (СНС) в состояние с высоким сопротивлением (СВС) в условиях разного значения температу-

ры окружающей среды. При этом температура выступала в качестве меры внутренней (тепловой) интенсивности флуктуаций. Было показано, что зависимость времени релаксации τ резистивного состояния мемристора от температуры имеет немонотонный характер. Это было интерпретировано как проявление эффекта повышения устойчивости метастабильного состояния в мемристорах при воздействии внутреннего шума.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию зависимости времени релаксации резистивного состояния мемристивного устройства на основе $ZrO_2(Y)$ при воздействии внешнего случайного напряжения (имитирующего белый гауссовский шум).

В экспериментах использовались мемристивные устройства на основе структур Au(20 нм)/Ta(40 нм)/ZrO_2(Y)(20 нм)/Pt(20 нм). Детальную информацию о технологии изготовления мемристивных устройств и схематическое изображение экспериментальной установки можно найти в [8]. Электрические контакты к контактным площадкам устройств обеспечивались с помощью зондовой станции Everbeing EB-6. Знак напряжения на структурах соответствовал потенциалу нижнего Pt электрода относительно потенциала верхнего Au электрода. Исследования были реализованы при помощи USB-6341 (National Instruments). Исследованные устройства демонстрировали плавные РП *биполярного* типа (см. типичную вольт-амперную характеристику (ВАХ) на рис. 1) и имели выносливость, достаточную для исследования релаксации резистивного состояния (см. стандартный эндюренс-тест для трех устройств на рис. 2; на вставке к рисунку показан протокол исследования выносливости).

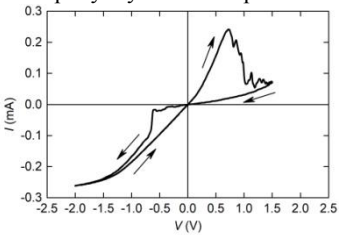


Рис. 1

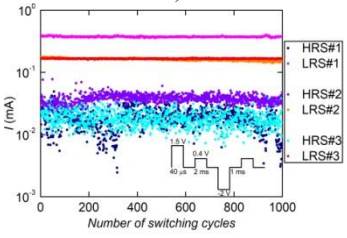


Рис. 2

Внешний гауссов шум с нулевым средним и стандартным отклонением σ представлял собой цифровой синтезированный сигнал, формируемый с помощью генератора случайных чисел программного модуля ADSViewer-2 (v.015) [9]. Для исследования кинетики релаксации резистивного состояния от внешнего шума на мемристивное устройство при комнатной температуре с частотой оцифровки 2 МГц подавался сигнал, состоящий из управляющего напряжения (V_0 = +1,5 В) и наложенного внешнего гауссова шума с различными значениями σ (в диапазоне 55–248 мВ). Кинетика релаксации резистивного состояния мемристивного устройства, а именно осциллограмма тока через устройство $I(t)$, регистрировалась с частотой 2 МГц. Всего было измерено ~100 осциллограмм $I(t)$ для каждого значения σ. Значение времени релаксации τ для каждой $I(t)$ рассчитывалось по площади равновеликого прямоугольника. Наконец, значения τ, измеренные при одном и том же значении σ, усреднялись по ансамблю. Перед каждым измерением кинетики релаксации проверяли наличие и параметры РП

путем измерения нескольких ВАХ, а далее останавливали мемристивное устройство в СНС.

На рис. 3 для примера показана $I(t)$, полученная при σ = 99 мВ. Наблюдаемая кинетика характеризовалась, по крайней мере, двумя стадиями: быстрым переключением из СНС в некое промежуточное состояние с более низким значением тока (высоким значением сопротивления) и более медленной релаксацией в стационарное СВС. С физической точки зрения наличие двух стадий релаксационных процессов в эксперименте можно объяснить следующим образом. Перед измерением $I(t)$ мемристивное устройство находилось в СНС. Поэтому в начальные моменты измерения $I(t)$ филамент значительно разрушался за счет джоулева нагрева вследствие протекания большого тока через него. Затем из-за частичного разрушения филамента ток через него и, соответственно, джоулев нагрев уменьшались. Отметим, что джоулев нагрев влияет на скорость дальнейшего разрушения филамента. Поэтому можно сделать вывод, что наличие, как минимум, двух стадий релаксационных процессов связано с изменением токонесущей способности филамента.

Зависимость времени релаксации τ от σ демонстрировала немонотонный характер с максимумом при σ = 110 мВ (см. рис. 4).

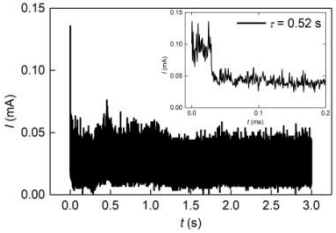


Рис. 3

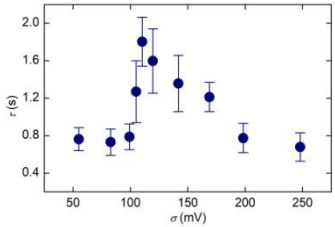


Рис. 4

Ниже приведено сравнение зависимости $\tau(\sigma)$ с ранее полученной $\tau(T)$ [8]. Связь между мерой интенсивности внешнего шума σ и мерой интенсивности внутреннего шума, а именно температурой T, можно установить из следующего простого соображения. Предположим, что к электродам мемристора приложена дополнительная разность потенциалов величиной σ. Тогда дополнительная напряженность электрического поля внутри зазора между концом филамента и контр-электродом выражается как $F = \sigma/L$, где L – эффективный размер зазора. В свою очередь можно оценить понижение потенциального барьера между двумя соседними минимумами потенциального профиля для иона O^{2-} при воздействии электрического поля F как $\Delta E_{external} = e \cdot F \cdot l/2$, где e – элементарный заряд и l – минимальное расстояние между двумя соседними узлами O^{2-} в кристаллической решетке $ZrO_2(Y)$. Величина отношения l/L была определена из экспериментальной зависимости времени релаксации резистивного состояния мемристора от величины внешнего постоянного напряжения при комнатной температуре согласно [6] и для

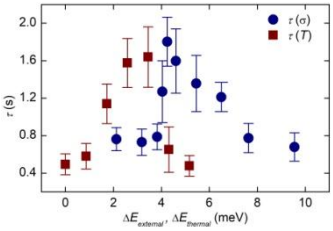


Рис. 5

исследуемого мемристивного устройства составляла 0,077. Напомним, что экспериментальная зависимость $\tau(\sigma)$ получена при комнатной температуре. Поэтому при сравнении с ранее полученной зависимостью $\tau(T)$ необходимо рассматривать не полную тепловую энергию, а избыточную (относительно таковой при комнатной температуре) как $\Delta E_{thermal} = k_B \cdot (T - T_0)$, где k_B – постоянная Больцмана и T_0 – комнатная температура. Результаты сравнения приведены на рис. 5. Отметим, что в максимуме экспериментальной зависимости величины $\Delta E_{external}$ и $\Delta E_{thermal}$ отличаются на ~20%. Отличие может быть связано с характером источников шума (для температурной зависимости – аддитивный характер, а для внешнего шума – мультипликативный).

Представленные результаты показывают, что для исследованных мемристивных устройств зависимость времени релаксации резистивного состояния от величины интенсивности внешнего шума σ имеет немонотонный характер с максимумом при $\sigma = 110$ мВ, что является экспериментальной демонстрацией эффекта повышения устойчивости метастабильного состояния мемристивного устройства при воздействии внешнего шума определенной интенсивности.

Работа выполнена при поддержке Правительства Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330(2)). Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

[1] Wang Z., Wu H., Burr G.W., Hwang C.S., Wang K.L., Xia Q. et al. // Nature Reviews Materials. 2020. Vol. №5. P. 173.
[2] Alonso F.J., Maldonado D., Aguilera A.M., Roldán J.B. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 143. P. 110461.
[3] Lee J.S., Lee S., Noh T.W. // Applied Physics Reviews. 2015. Vol. 2. P. 031303.
[4] Mikhaylov A.N., Guseinov D.V., Belov A.I., Korolev D.S., Shishmakova V.A., Koryazhkina M.N. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. № 144. P. 110723.
[5] Ryabova M.A., Filatov D.O., Koriazhkina M.N., Antonov D.A., Antonov I.N., Gorshkov O.N. et al. // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Vol. 1851. P. 012003.
[6] Agudov N.V., Dubkov A.A., Safonov A.V., Krichigin A.V., Kharcheva A.A., Guseinov D.V. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 150. P. 111131.
[7] Dubkov A.A., Agudov N.V., Spagnolo B. // Physical Review E. 2004. Vol. 69. P. 061103.
[8] Filatov D.O., Koryazhkina M.N., Novikov A.S., et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 156. P. 111810.
[9] Andronov A.A., Belyakov A.V., Guryev V.A., Yakimov A.V. // Proceedings of the NATO Project SfP–973799 Semiconductors 2nd Workshop (Nizhny Novgorod, Russia, 2002). 2002. P. 38.

МЕМРИСТИВНЫЕ КРОССБАР СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ ПАРИЛЕНА С МНОГОУРОВНЕВЫМ РЕЗИСТИВНЫМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ ДЛЯ НЕЙРОМОРФНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Б.С. Швецов, А.А. Миннеханов, А.В. Емельянов

НИЦ «Курчатовский институт»

В последнее десятилетие наблюдается бурное развитие технологий машинного обучения для решения, так называемых, когнитивных задач (распознавание образов и речи, трейдинг, прогнозирование и т.д.). Мемристивные свойства обнаружены у структур на основе неорганических оксидов (TiO_x, HfO_x, SiO_x, TaO_x, AlO_x и др.), органических (полианилин, политиофен) и нанокомпозитных материалов. Интерес к органическим материалам для применения в электронике резко возрос в конце XX века в связи с возможностью создания на их основе электронных элементов, таких как органические транзисторы, светодиоды, солнечные элементы и т.д. Преимущества таких материалов связаны с их дешевизной и широким спектром методов изготовления электронных устройств, позволяющих получать функциональные конструкции различной архитектуры, в том числе трехмерные и гибкие. Наряду с традиционными элементами электроники также была продемонстрирована возможность создания структур на основе органических материалов, обладающих резистивным переключением (РП) и способностью запоминать различные резистивные состояния. Позже такие структуры стали называть мемристорами [1]. Одним из основных факторов при выборе мемристоров в качестве синаптических весов является их пластичность — свойство, позволяющее задавать и поддерживать различные уровни проводимости.

Для многих биомедицинских приложений, таких как протезирование и помощь людям с ограниченными возможностями, также необходимо разрабатывать мемристоры на основе биосовместимых материалов. Одним из таких материалов является полимер парилен (поли-п-ксилилен, или ППК), который активно используется в медицине и электронике [2]. Ранее нами было показано, что мемристоры на основе ППК обладают высокой пластичностью и могут быть использованы в нейроморфных вычислительных системах (НВС) [3, 4]. Но для использования мемристоров в КМОП-совместимых аппаратных нейронных сетях одиночные структуры непригодны. Для интеграции в вычислительную микроэлектронику требуется кроссбар топология [5]. Мемристоры на основе ППК также могут быть реализованы в виде массивов кроссбар структур. Но детальное изучение таких структур не проводилось, поэтому целью работы было всестороннее изучение основных мемристивных характеристик, а также разработка новых методов создания кроссбар массивов мемристоров на основе ППК.

Мемристоры были изготовлены на подложках SiO_2/Si. Первыми осаждали нижние электроды. Для минимизации краевых эффектов в мемристивных структурах и исключения разрывов и повреждений париленового слоя нижний электрод был утоплен в диэлектрический слой Si_3N_4. Схема осаждения была следующей (рис. 1). (1) Осаждение слоя Si_3N_4 толщиной 210 нм (рис. 1(b)). (2) За этим следовала оптическая литография: (2.1) Нанесение промежуточного резиста Microchem LOR5A и фоторезиста Microchem S1813 (рис. 1(c)). (2.3) Экспонирование с помощью лазерной литографии Heidelberg 66fs и проявление фоторезиста. (2.4) Дожиг фоторезиста в кислородной плазме YES CV200RFS. (3.1) Травление нитрида кремния Si_3N_4 (рис.

1(d)). (3.2) Напыление двухслойной металлической пленки хром/золото (30 нм/280 нм) (рис. 1(e)). (3.3) Удаление резиста и нанесенного на него металла осуществлялся с помощью N-метилпирролидона (рис. 1(e)). (4) После этого на полученную подложку с золотыми нижними электродами был равномерно нанесен слой ППК толщиной 110 нм (рис. 1(h)). Полимер осаждали методом газофазной полимеризации на поверхности с использованием установки вакуумного напыления SCS Labcoater PDS 2010. Этот слой выступает в роли диэлектрической среды, в которой происходит РП мемристора. (5) Последним этапом было напыление магнетронным распылением через теневую маску металла, выступающего в качестве верхнего электрода, в нашем случае меди (Cu) толщиной 80 нм (рис. 1(i)).

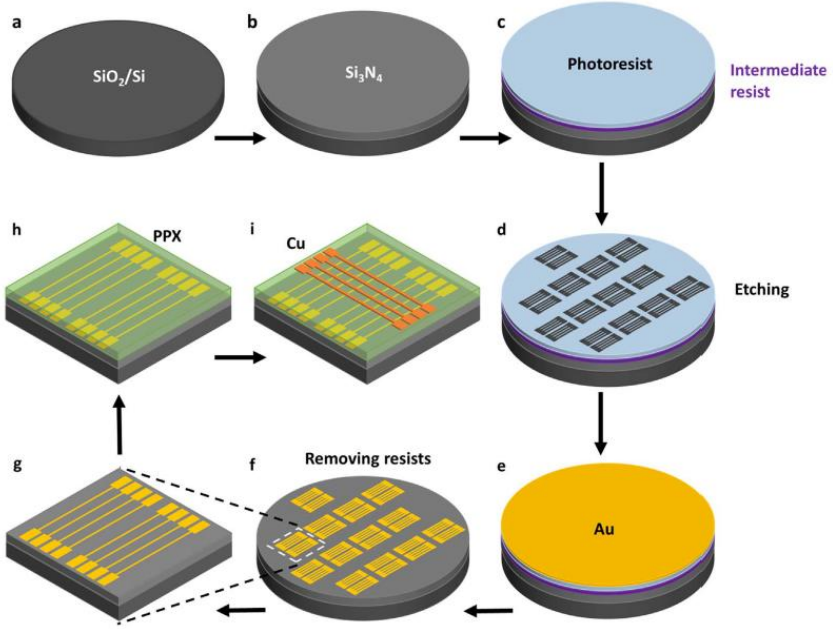


Рис. 1

Измерены основные характеристики мемристоров кроссбар структур и изучен их разброс от цикла к циклу и от устройства к устройству. Дополнительно на основе кроссбар структуры была построена НВС, способная к обучению решать задачу по классификации простых образов. В качестве весовой матрицы использовалась область 2×2 (4 мемристора) в образце. Схема эксперимента представлена на рис. 2. На ряды кроссбара подавались изображения «01» и «10» в виде импульсов напряжения. Применялась процедура обучения сети *ex situ*: большие веса располагались на побочной диагонали квадрата 2×2, а малые веса располагались на главной. После загрузки карты весов в кроссбар структуру (то есть установка всех мемристоров в соответствующие состояния проводимости) проводился эксперимент по

распознаванию образов. На основании карты проводимости при корректной работе сети ожидалось, что для образа «01» выходной ток с левой строки будет больше, чем с правой; и наоборот для изображения «10». Предварительно обученная сеть начала распознавать бинарные образы, как и ожидалось.

Эти результаты явно показывают, что мемристоры на основе ППК являются весьма перспективными устройствами для реализации высокопроизводительных КМОП-совместимых аппаратных НВС, способных к обучению любого типа с учителем с использованием формальных моделей нейронных сетей.

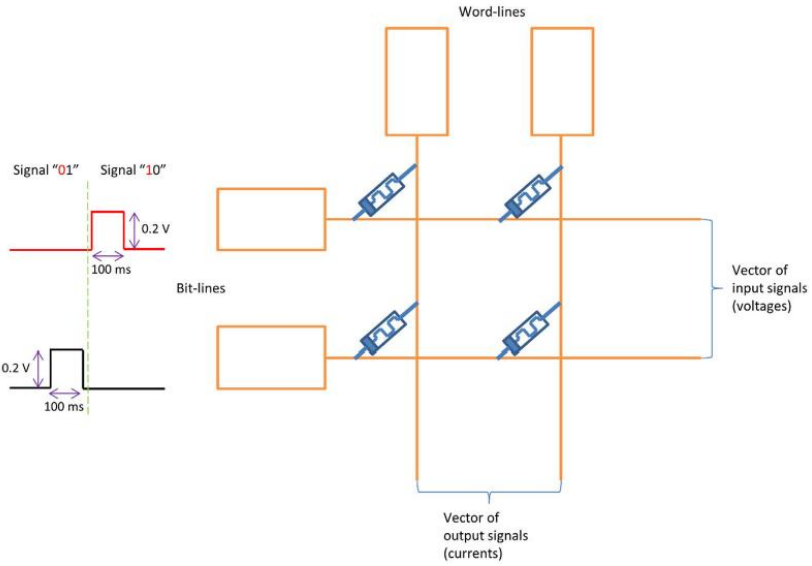


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-79-10253). Измерения проводились на оборудовании Ресурсных центров НБИКС НИЦ «Курчатовский институт».

[1] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature. 2008. Vol. 453, № 7191. P. 80.
[2] Fortin J.B., Lu T.-M. // Chemical Vapor Deposition Polymerization. Boston, MA: Springer US, 2004.
[3] Minnekhanov A.A., Emelyanov A. V., Lapkin D.A., et al. // Sci. Rep. 2019. Vol. 9, № 1. P. 10800.
[4] Minnekhanov A.A., Shvetsov B.S., Emelyanov A. V., et al. // J. Phys. D. Appl. Phys. 2021. Vol. 54, № 48.
[5] Gi S., Yeo I., Chu M., et al. // ISOCC 2015 – Int. SoC Des. Conf. SoC Internet Everything. 2016. P. 215.

ФИЛЬТРАЦИЯ СИГНАЛА АСТРОЦИТАМИ В ИМПУЛЬСНОЙ (СПАЙКОВОЙ) НЕЙРОННОЙ СЕТИ

С.В.Стасенко[1,2)], В.Б. Казанцев[1)]

[1)] ННГУ им.Н.И. Лобачевского
[2)] ИПФ РАН

Генерация и распространение кальциевых сигналов в мозге играет важную роль в процессах межклеточной сигнализации и поддержания жизнедеятельности клеток. Одним из интересных аспектов этих исследований является кальциевая динамика астроцитов – глиальных клеток мозга, взаимодействующих с одной стороны с нейронами, с другой – с клетками кровеносных капилляров [1]. В последнее время внимание экспериментаторов привлек тот факт, что астроциты могут участвовать в передачи информации между нейронами через модуляцию их активности [2, 3].

Включение астроцитов в классическую схему «пресинапс-постсинапс» привело к формированию концепции тройственного синапса [4, 5], основанную на том, что глиальные клетки (астроциты) через кальций-зависимое высвобождение глиатрансмиттера (глутамата) способны воздействовать на пре- и постсинаптические компартменты синапса. При генерации спайков на пресинаптическом нейроне происходит высвобождение нейротрансмиттера (к примеру, глутамата) из пресинаптической терминали. Часть нейротрансмиттера может диффундировать вне синаптической щели и связываться на метаботропных глутаматных рецепторах (mGluRs) астроцита, который может быть расположен вблизи пресинаптической терминали. Активация метаботропных глутаматных рецепторов G-опосредованно приводит к образованию инозитол-1,4,5 –трифосфата (ИТФ). ИТФ диффундирует внутри клетки и связывается на ИТФ зависимых рецепторах эндоплазматического ретикулума (ЭПР) и приводит к высвобождению Ca2+ в цитоплазму. Увеличение свободного кальция в астроците может приводить к высвобождению глиатрансмиттеров (к примеру, глутамата, аденозинтрифосфата (АТФ), D-серина, ГАМК) в синаптическую щель и во внесинаптическое пространство и последующему модуляционному воздействию на синаптическую передачу при связывании на пре/ или постсинаптических рецепторах [6].

В данной работе предлагается модель регуляции сетевой нейрональной активности глиальными клетками - астроцитами. Модель нейрона описывается уравнениями Ходжкина-Хаксли [7]. Нейрон-глиальное взаимодействие описывается феноменологическим подходов, предложенным в работе [8, 9]. Нейронная сеть состоит из 900 нейронов, 80 % из которых – возбуждающие нейроны, 20 % – тормозные нейроны. Вероятность связи возбуждающих нейронов – 5 %, вероятность связи тормозных нейронов – 10 %. На каждый нейрон подается внешний шум, имеющий равномерное распределение от 0 до 1. На нейронную сеть в течении 100 мс подается изображение (рис. 1), пиксели которого преобразуются в ток от 0 до 1 в пространственной развертке на слой возбуждающих и тормозных нейронов (рис. 2). На рис. 1 слева представлен подаваемый паттерн в виде нуля из базы данных MNIST, а справа – пространственная свертка активности нейронной сети, воспроизводящая подаваемое изображение. На рис. 2 сверху представлен растр нейронной активности (спайки нейронов от времени), где красным отмечено время подачи изображения. На рис. 2 снизу представлен пример среднеполевого сигнала нейронной активности рис. 2 сверху. Было получено, что

при одновременной подаче шума и полезного сигнала в виде изображения на слой нейронов, происходит случайная активация нейронов и размытие изображения на растровой диаграмме нейронной активности. Активация астроцитов приводит к уменьшению зашумления электрического сигнала нейронов и улучшению изображения на растровой диаграмме.

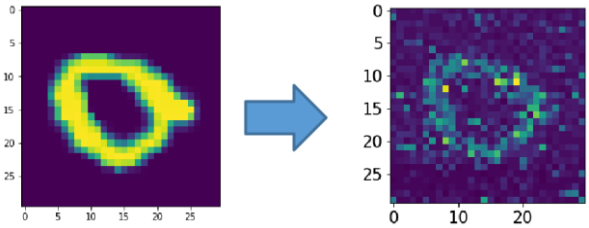


Рис. 1

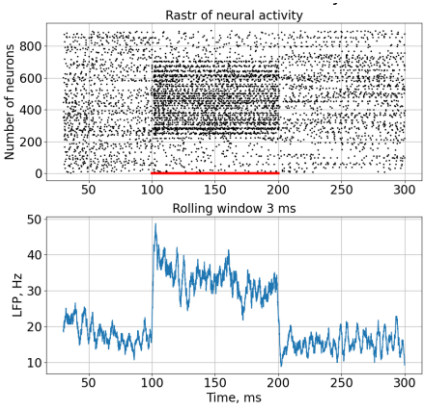


Рис. 2

Таким образом, было показано, что астроциты осуществляют функцию фильтрации полезного сигнала, что является важным при восприятии внешнего сигнала рецептивным полем.

Работа поддержана в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект № 075-02-2020-1483/1 и грантом Президента РФ НШ-2256.2022.1.2.

[1] Verkhratsky A., Butt A. Glial Neurobiology – Wiley: John Wiley&Sons, 2007, P. 83.
[2] Perea G., Navarrete M., Araque A. // Trends Neurosci. 2009. Vol. 32. P. 421.
[3] Halassa M. M., Fellin T., Haydon P. G. // Trends Mol Med. 2007. Vol. 13. P. 54.
[4] Araque A. et al. // Trends Neurosci. 1999. Vol. 22, № 5.

[5] Haydon P.G. // Nat. Rev. Neurosci. 2001. Vol. 2, № 3. P. 185.
[6] Perea G., Navarrete M., Araque A. // Trends Neurosci. 2009. Vol. 32, № 8. P. 421.
[7] Izhikevich E. Dynamical Systems in Neuroscience: The Geometry of Excitability and Bursting // MIT, Cambridge, MA. 2006.
[8] Gordleeva S.Y. et al. // Front. Comput. Neurosci. 2012. Vol. 6. P. 92.
[9] Lazarevich I.A., Stasenko S.V., Kazantsev V.B. // JETP Lett. 2017. Vol. 105, № 3. P. 210.

ЧАСТОТНЫЙ СПЕКТР ОТКЛИКА МЕМРИСТОРА НА ВНЕШНИЙ ШУМОВОЙ СИГНАЛ

Д.В. Вржещ[1)], Д.О. Филатов[1)], И.Н. Антонов[1)], В.Е. Котомина[1)], А.А. Дубков[1)], Б. Спаньоло[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

Мемристор – конденсатор, диэлектрик которого может менять сопротивление между двумя (или более) значениями под действием приложенного напряжения [1]. В ходе т. наз. формовки происходит контролируемый локальный пробой диэлектрика, в результате между обкладками формируется проводящий шнур (филамент), и мемристор переходит в состояние с низким сопротивлением (СНС). В мемристорах на основе оксидов филамент состоит из вакансий кислорода. Филамент можно разрушен напряжением обратной полярности, при этом мемристор переходит в состояние с высоким сопротивлением (СВС). Мемристоры считаются перспективными для применения энергонезависимой памяти, нейроморфных компьютеров и др. Главная проблема, препятствующая широкому применению мемристоров, состоит в нестабильности их параметров, фундаментальной причиной которой являестя стохастичность процесса переключения: разрушение и восстановление филамента происходит в малом объёме (~1 нм^3), содержащем счётное число вакансий кислорода. В настоящей работе исследуются фундаментальные свойства мемристора как стохастической мультистабильной системы на основе модели движения броуновской частицы в бистабильном потенциале $U(x)$ (рис. 1а) [2]. При наложении внешнего поля частица переходит в одну из ям и остаётся в ней после снятия воздействия (рис. 1а [3], вверху). Для обратного переключения необходимо приложить поле в обратном направлении (рис. 1а, внизу). Также частица может преодолеть потенциальный барьер между ямами под действием внешнего или внутреннего (теплового) шума [3].

При этом осциллограмма координаты частицы $x(t)$ (t – время) имеет характерный вид, называемый случайным телеграфным процессом (СТП, рис. 1б). Средняя частота перехода частицы между ямами называется частотой Крамерса f_K. В [4] был исследован отклик мемристора на шумовой сигнал, имитирующий белый Гауссов шум. При определённых параметрах шума мемристор переключался между СНС и СВС в режиме СТП.

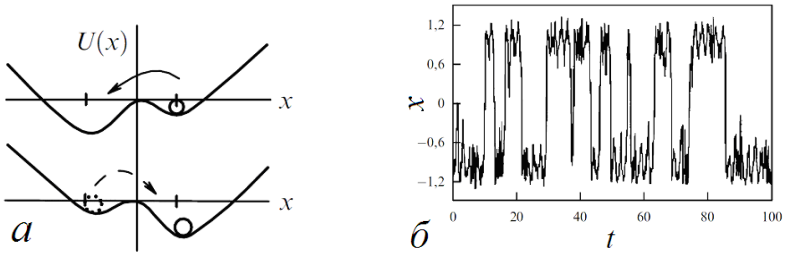


Рис. 1

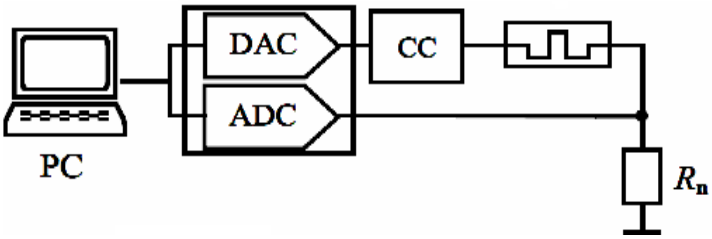


Рис. 2

Ниже приведены результаты исследования частотных и временных характеристик отклика мемристора на внешний шумовой сигнал. Исследовались лабораторные макеты мемристоров на основе двухслойной структуры ZrO_2(Y) (12% мол. Y, 10 нм)/Ta_2O_5(10 нм), сформированных методом высокочастотного магнетронного распыления. Методика формирования мемристоров и результаты исследований их электрических свойств приведены в [5]. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Предварительно сгенерированный массив псевдослучайных чисел с Гауссовым распределением с полушириной σ последовательно подавался на цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП) USB модуля NI 6211 с частотой f = 250 кГц. Сигнал токового отклика мемристора I(t) снимался с резистора нагрузки R_n = 100 Ом и регистрировался с помощью аналого-цифрового преобразователя (АЦП) USB модуля.

При подаче на мемристор шумового сигнала с σ = 0,4 – 0,75 В наблюдалось переключение мемристора между СНС и СВС в режиме СТП (рис. 3). Частотные спектры мощности токового отклика мемристора $S(f)$ в режиме СТП (рис. 4а) имели Лоренцеву форму, характерную для СТП [3].

На фоне участка спектра $S \sim 1/f^{\,a}$ с $a \sim 2$ (см. таблицу) наблюдаются эквидистантные провалы. Это означает, что мемристор поглощает энергию для переключения из шумового сигнала не равномерно (по всему спектру), а на выделенных (внутренне свойственных мемристору) частотах. Предполагается, что эти частоты – частота Крамерса СТП и кратные ей.

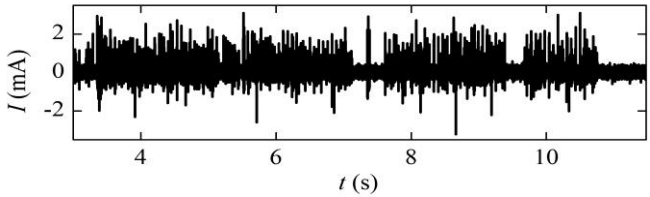


Рис. 3

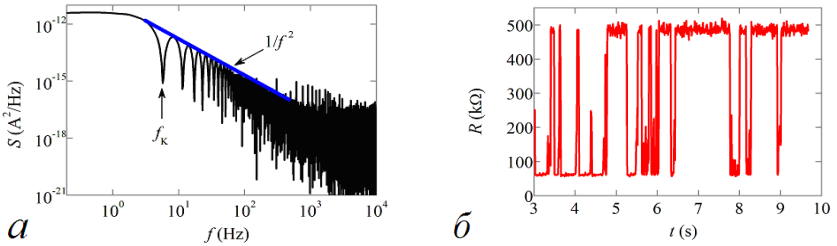


Рис. 4

Для проверки этого предположения осциллограммы тока через мемристор $I(t)$ были пересчитаны в осциллограммы сопротивления мемристора $R(t)$ (рис. 4б), из которых были определены интервалы времени, в течение которых мемристор находился в СВС или СНС и частоты Крамерса для переходов из СНС в СВС и обратно, f_{K1} и f_{K2}, соответственно. Полученные результаты приведены в таблице. В целом, значения f_K, полученные из анализа осциллограмм $R(t)$, согласуются по порядку величины со значениями, полученными из анализа частотных спектров. Это подтверждает высказанное выше предположение, что частоты провалов на спаде $S(f)$ соответствуют частотам Крамерса переключения мемристора в режиме СТП.

В таблице отражены результаты анализа частотных спектров мощности и осциллограмм R(t) мемристора, переключающегося между СНС и СВС в режиме СТПК. Кроме того, были определены частоты осцилляций R в СНС и СВС f_0. Из полученных данных были сделаны оценки высоты потенциальных барьеров E_a в рамках модели бистабильного потенциала с использованием следующего уравнения [2]

$$f_к \sim f_0 \exp\left(-\frac{E_a}{\alpha\sigma + kT}\right) \qquad (1)$$

Табл.

№	a	f_K, Гц	f_{K1}, Гц	f_{K2}, Гц	E_{a1}, эВ	E_{a2}, эВ	σ, В
1	1,94	6,5	15,625	5,49	0,024	0,025	0,6
2	2,26	3,6	1,13	65,5	0,076	0,133	0,425
3	2,02	3,5	1,75	7,1	0,302	0,077	0,5
4	1,95	3,6	17,8	10,9	0,079	0,046	0,4
5	1,96	3,8	22,1	5,53	0,232	0,02	0,75
6	2,03	3,6	7,35	11,9	0,05	0,07	0,45
7	1,91	0,9	9,8	13,5	0,049	0,018	0,4

где T – абсолютная температура, k – постоянная Больцмана, $\alpha = el/2L$ – масштабный множитель, позволяющий установить взаимосвязь между понижением потенциально-

го барьера для прыжка иона O^{2-} на соседнюю вакансию кислорода и напряжением на электродах мемристора (здесь $L \sim 1$ нм – эффективная ширина зазора между оконечностью филамента и контрэлектродом, l – среднее расстояние между ионами O^{2-} в кристаллической решётке функционального диэлектрика, e – элементарный заряд).

Полученные значения высоты барьеров (100 – 200 мэВ, см. таблицу) соответствуют литературным данным для энергий активации диффузии ионов O^{2-} в мемристорах на основе плёнок Ta_2O_5 [6].

Заметим, что в ряде случаев значения E_{a1} и E_{a2} (а соответственно – значения f_{K1} и f_{K2}) существенно различаются, что свидетельствует об асимметрии потенциального профиля мемристора $U(R)$. Данный результат согласуемся с результатами, полученными ранее [4].

Таким образом, в настоящей работе экспериментально исследованы частотные и временные характеристики отклика мемристора на основе двухслойной структуры $ZrO_2(Y)/Ta_2O_5$ на внешний шумовой сигнал, имитирующий белый Гауссов шум, в ходе индуцированного шумом переключения мемристора в режиме случайного телеграфного процесса. В спектрах мощности токового отклика мемристора на фоне Лоренцева спада обнаружены эквидистантные провалы на частотах, соответствующих частоте Крамерса случайного телеграфного процесса и кратным ей частотам. Это свидетельствует тому, что мемристор поглощает энергию шумового сигнала не равномерно (по всему широкополосному спектру), а резонансным образом – на характерных частотах (внутренне свойственных мемристору). Высоты потенциальных барьеров, определенные в рамках модели бистабильного потенциала и с использованием полученных значений частоты Крамерса, (100 – 200 мэВ) согласуются с литературными данными, а именно со значениями энергии активации диффузии ионов O^{2-} в мемристорах на основе Ta_2O_2 (~0,2 эВ).

Практическая ценность полученных результатов заключается в том, то стохастическим мультистабильным системам присущ эффект конструктивной роли шума [3]. Это позволяет предложить новый протокол переключения мемристоров, в котором на переключающие импульсы накладывается шумовой сигнал.

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2).

[1] Strukov D. B., Snider G. S., Stewart D. R. et al. // Nature Mater. 2008. Vol. 80. P. 80.
[2] Kramers H. A. // Physica (Utrecht). 1940. Vol. 7. P. 284.
[3] Аниценко В. С., Нейман А. Б., Мосс Ф. и др. // УФН. 1999. Т. 169. С. 7.
[4] Filatov D. O., Vrzheshch D. V., Novikov A.S. et al. // J. Stat. Mech. 2019. P. 124026.
[5] Mikhaylov A., Belov A., Korolev D. et al. // Adv. Mater. Technol. 2019. Vol. 19. P. 1900607.
[6] Hur J.-H. // Sci. Rep. 2019. Vol. 9. P. 17019.

Секция «Стохастические мультистабильные системы»

Заседание секции проводилось 17 мая 2022 г.
Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ. СРЕДСТВА, ТЕХНОЛОГИИ, БЕЗОПАСНОСТЬ»

Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВЫЯВЛЕНИЕ АНОМАЛИЙ СЕТЕВОГО ТРАФИКА МЕТОДОМ ЦИКЛИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

А.А. Горбунов, Н.А. Макаров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Разработка систем обнаружения аномалий сетевого трафика является одним из приоритетных направлений в области информационной безопасности. Первые работы, посвященные данной проблеме, были опубликованы в 80-х годах прошлого столетия [1, 2]. В настоящий момент исследования в этой области интенсивно продолжаются.

Рассмотрим алгоритм выявления аномалий сетевого трафика, использующий метод циклического анализа временных рядов. Анализируемый трафик представляется в виде упорядоченного по времени ряда отсчетов, каждый из которых соответствует суммарному объему трафика в интервале Δt [3].

На рисунке представлен рассчитанный результат виде в графика посуточной сетевой активности за три дня, а также прогноз трафика на следующий день.

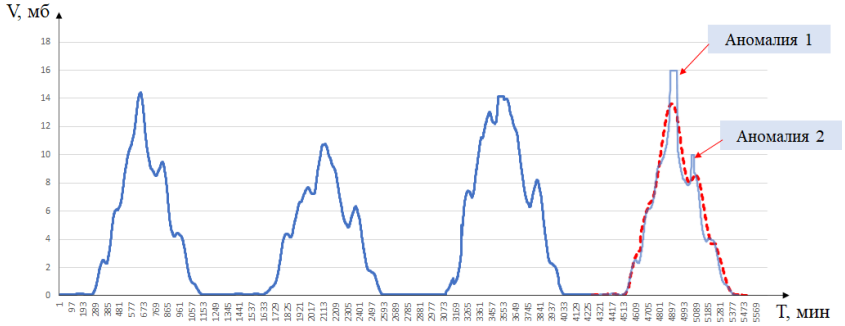


Рис.

Правый участок графика, соответствующий прогнозируемому трафику, получен с помощью операции обратного дискретного преобразования Фурье и является суммой основных выявленных циклических составляющих левой части графика, представляющей собой экспериментально полученные данные.

Из сравнения экспериментальной и прогнозируемой кривых видно, что в интервале 5000 и 5200 минут реальный трафик резко отличается от прогнозируемого. Этот факт объясняется искусственно введенными в сетевой трафик всплесками активности, имитирующими аномалии.

Обнаружение аномального поведения в трафике реализовано по критерию Кохрана-Кокса [3]. Результаты проведенного компьютерного эксперимента по обнаружению аномалии сетевого трафика с выбором различных значений порогового параметра α объявления тревоги и применением разной длины окна *n* приведены в таблице.

Табл.

Аномалия	α (при n = 60)			α (при n = 180)		
	0,1	0,3	0,7	0,2	0,4	0,5
1	+	+	+	+	+	–
2	+	+	–	+	–	–
Ложное срабатывание	+	–	–	–	–	–

Из проведенных компьютерных экспериментов установлено, что результативность метода сильно зависит от однородности анализируемых данных и от выбранного значения порога α.

[1] Anderson J.P. Computer security threat monitoring and surveillance // J.P.Anderson: tech.rep. 1980.
[2] Denning D.E. An intrusion-detection model // IEEE Transactions on Software Engineering.1987. No. 2. P. 222-232.
[3] Шелухин О.И. Сетевые аномалии. Обнаружение, локализация, прогнозирование – М.: Горячая линия-Телеком, 2020.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕСОВ ТЕРМОВ В ЗАДАЧЕ ОБНАРУЖЕНИЯ СПАМА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПИСЕМ

С.В. Корелов[1)], А.М. Петров[1)], И.Г. Сидоркина[2)], Л.Ю. Ротков[3)]

[1)] Национальный координационный центр по компьютерным инцидентам
[2)] ПГТУ
[3)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время одним из наиболее распространенных способов повседневной и деловой коммуникации, а также управления являются электронные почтовые сообщения, обладающие многочисленными достоинствами, среди основных из которых широкая доступность, оперативность и дешевизна при одновременных возможных больших объемах и разнообразных видах передаваемого содержимого. Кроме того, электронная почта является обязательным требованием для использования различных электронных услуг, включая государственные, и сервисов. По оценкам The Radicati Group, Inc.[1] в 2021 г. более половины населения Земли пользовалась электронной почтой; при этом количество электронных почтовых адресов до конца 2022 года может превысить отметку в 4,2 млрд. единиц с прогнозом более 4,5 млрд. в 2025 году. Одним из ставших классическим рисков, связанным с ее использованием, является спам, т.е. анонимные массовые непрошенные рассылки [2].

Можно обоснованно предположить, что в настоящее время сложилась достаточно устойчивая и всеобъемлющая система методов, моделей и средств обнаружения спама [3]. Однако из-за своей комплексности и сложности, а также по причине того, что невозможно сформировать универсальное описание спамовых писем, поскольку возможна ситуация, когда в зависимости от интересов конкретного пользователя электронное письмо может быть отнесено к спамовым или легитимным [4], задача обнаружения спама не имеет единственно верного и универсального решения [5, 6].

Особенно актуальным продолжает оставаться вопрос выбора эффективных (с точки зрения качества обнаружения спама и идентификации легитимных сообщений) признаков электронных почтовых сообщений, учитывающих персональные (пользовательские) особенности электронных писем и их содержание применительно к конкретным пользователям [7]. Это требует разработки новых подходов к определению и выделению признаков электронных писем с учетом содержания электронных писем конкретного пользователя и оценки эффективности их применения [4], что позволит достичь персонализации процесса обнаружения спама и повысить эффективность обнаружения спама.

Поэтому создание новых моделей электронных писем, обеспечивающих выделение признаков электронных почтовых сообщений на основе их содержания с учетом меняющихся информационных потребностей конкретного пользователя (персонализации), для обнаружения анонимных массовых непрошенных рассылок является актуальной задачей и представляет научный и практический интерес.

В связи с актуальностью и важностью данного направления исследований в задаче обнаружения спама в [8] предложена и в [4] уточнена модель электронных писем,

позволяющая специфическим способом выделять текстовые отрезки электронных писем, являющиеся отражением их отличительных признаков, или термы:

$$\Psi_{el} = \langle Prepr, terms, term_Code \rangle. \quad (1)$$

Модель оперирует с преобразованными в числовой вектор данными, полученными из исходных текстов электронных писем. В качестве ее параметров, оказывающих влияние на выделение термов, в [4, 9-11] обоснованы:

q – количество числовых кодов, сопоставляемых символам текста, в функции преобразования писем в числовой вектор;

Δt – шаг выборки символов текста в функции преобразования писем в числовой вектор;

n – длина выборки (N-граммы – последовательности, порождающей терм).

Корректность, практическая применимость и результативность модели (1) экспериментально продемонстрированы в [8-11], в [4, 8-11] обоснован выбор значения параметра n, в [12] – значения параметра q, а в [13] проведен анализ результатов реализации подхода к выделению термов в модели электронных писем на случайность, а также отмечена целесообразность применения весовых коэффициентов термов с целью исключения фактора случайности в процессе классификации, обусловленного возможным достижением максимального (предельного) числа уникальных термов в наборах соответствующих классов при увеличении числа писем в обучающих наборах.

Основная часть

Важной оставляющей в построении признаковых описаний текстов электронных писем является процедура расчета весов термов, которые существенно влияют на качество решения задачи их классификации.

Необходимо отметить, что разработанная модель электронных писем (1) оперирует с преобразованными в числовую последовательность текстами электронных писем и является по своей сути векторной моделью представления текста, что согласуется с необходимой формой представления текстов для применения алгоритмов машинного обучения [14, 15]. В связи с этим целесообразно рассматривать методы расчета весов, применимые для векторных моделей представления текстов и основанные на статистических признаках. Также поскольку выделяемые с использованием модели (1) термы электронных писем являются элементарными семантическими единицами, являющимися отражением отличительных признаков электронных писем, в которых учитывается связь последовательности символов письма, представляется возможным не задумываться о связях между термами, а значит ограничиться методами расчета весов, применимых к однословным терминам.

Существующие подходы к расчету весов термов по большей части основаны на статистических оценках их вхождения непосредственно в классифицируемый текст и в классифицируемый набор текстов в целом, а также на следующих эмпирических наблюдениях [15]:

- чем чаще терм встречается в тексте конкретного документа, тем он более релевантен его классу;

- чем в большем количестве текстов документов из классифицируемого набора встречается терм, тем меньшей классифицирующей способностью он обладает.

При этом способы вычисления весовых коэффициентов условно можно разделить на следующие группы [16, 17]:

1. Вычисления по изучаемой коллекции. Способы данной группы опираются на предположение о том, что термы, как правило, встречаются в наборах гораздо чаще остальных слов. К основным весовым коэффициентам, рассчитываемых методами данного класса, относятся частотность TF (*аббр. от англ.* Term Frequency), документная частотность DF (*аббр. от англ.* Document Frequency), а также функции класса $TF - IDF$ [например, 18], основанные на частотности TF и обратной документной частотности IDF (*аббр. от англ.* Inverse Document Frequency) [например, 19].

2. Вычисления по классифицируемым и контрастным наборам. В основе таких методов лежит предположение, что частотность термов в классифицируемом и контрастном наборах существенно различаются. К данной группе весов относятся, например, относительная частотность и мера $KF - IDF$ [например, 16], являющаяся одной из разновидностей функций класса $TF - IDF$.

3. Вычисления по статистической и контекстной информации из изучаемого набора. Весовые коэффициенты на основе контекстной информации соединяют в себе частотность термов с данными о контексте их употребления в наборе. К таковым относятся, например, мера $C - Value$ [например, 16].

Экспериментальным сравнениям эффективности различных методов расчета весов терминов на различных наборах данных посвящены многие работы разных исследователей [например, 16, 17]. На основе анализа результатов опубликованных экспериментов авторы пришли к следующим основным выводам:

1. Сравниваемые способы дают в целом похожие результаты и различаются в зависимости от наборов данных.

2. Наиболее широкое распространение имеют весовые функции класса $TF - IDF$, как наиболее простые и показавшие свою относительно лучшую (в сравнении с другими) эффективность не только при решении задач классификации, но и поиска требуемой информации в массивах разнообразных текстов, а также их индексирования и рубрицирования.

3. Комбинация нескольких способов могут дать прирост эффективности классификации по сравнению с использованием способов по-отдельности.

Заключение

Таким образом, полученные выводы дают основание использовать весовые функции класса $TF - IDF$ в задаче обнаружения спама с использованием модели процесса классификации электронных писем (1).

[1] Email Statistics Report, 2021–2025 [электронный ресурс]. The Radicati Group, Inc. – 2021. Режим доступа: https://www.radicati.com/?p=17209, свободный (дата обращения: 20.05.2021).

[2] Что такое спам [электронный ресурс]. АО «Лаборатория Касперского». Режим доступа: https://encyclopedia.kaspersky.ru/knowledge/what-is-spam, свободный (дата обращения: 19.01.2021).

[3] Чернопрудова Е.Н. Защита почтовых сервисов от несанкционированных рассылок на основе контентной фильтрации электронных сообщений: автореф. дис. … канд. техн. наук: 05.13.19/Чернопрудова Елена Николаевна. – Уфа, 2013. 16 с.
[4] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Предобработка текстов электронных писем в задаче обнаружения спама // Труды учебных заведений связи. 2020. Т. 6, № 4. С. 80-90. DOI:10.31854/1813-324X-2020-6-4-80-90.
[5] Barushka, A., Hajek, P. Spam Filtering Using Integrated Distribution-Based Balancing Approach and Regularized Deep Neural Networks // Applied Intelligence. 2018. Vol. 48. PP. 3538-3556. DOI:10.1007/s10489-018-1161-y.
[6] Bhattacharya P., Singh A. E-mail Spam Filtering using Genetic Algorithm based on Probabilistic Weights and Words Count // International Journal of Integrated Engineering. 2020. Vol. 12, No. 1. PP. 40-49. DOI:10.30880/ijie. 2020.12.01.004.
[7] Shen H., Li Z., Leveraging Social Networks for Effective Spam Filtering // IEEE Transactions on Computers. 2014. Vol. 63, No. 11. PP. 2743-2759. DOI:10.1109/TC.2013.152.
[8] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Модель электронных писем в задаче обнаружения спама // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2020. № 2 (46). С. 44-54. DOI:https://doi.org/10.25686/2306-2819.2020.2.44.
[9] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. К вопросу об определении численного значения параметра в модели электронных писем // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета (Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 471-474.
[10] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Определение длины выборки в модели электронных писем // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Электротехника, информационные технологии, системы управления. 2020. № 4 (36). С. 31-47. DOI:10.15593/2224-9397/2020.4.02.
[11] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Комбинирование значений параметра модели электронных писем // Материалы XII Международной Интернет-конференции молодых ученых, аспирантов и студентов «Инновационные технологии: теория, инструменты, практика» (InnoTech-2020). – Пермь: ПНИПУ. Принята к публикации 14.01.2021.
[12] Корелов С.В., Петров А.М., Сидоркина И.Г., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Выбор размера кодовой таблицы в модели электронных писем // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2021. № 3 (51). С. 49-62. DOI:https://doi.org/10.25686/2306-2819.2021.3.49.
[13] Корелов С.В., Петров А.М., Сидоркина И.Г., Ротков Л.Ю. Анализ результатов реализации подхода к выделению термов в модели электронных писем на случайность // Труды XXV Научной конференции по радиофизике, (Нижний Новгород, 11-22 мая 2021 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 498-502.

[14] Sebastiani F. Machine Learning in Automated Text Categorization // ACM Computing Surveys. 2002. Vol. 34, No. 1. 2002. PP. 1-47, DOI:10.1145/505282.505283.
[15] Некрасов И.В. Разработка и исследование метода классификации библиографической текстовой информации: дис. … канд. техн. наук: 05.13.01/Некрасов Иван Валериевич. – Москва, 2005. 152 с.
[16] Nokel M.A., Bolshakova E.I., Loukachevitch N.V. Combining Multiple Features for Single-Word Term Extraction // Компьютерная лингвистика и интеллектуальные технологии: По материалам ежегодной Международной конференции «Диалог» (Бекасово, 30 мая – 3 июня 2012 г.). Т. 2: Доклады специальных секций. Вып. 11. – М.: РГГУ, 2012, с. 490.
[17] Нокель М.А., Лукашевич Н.В. Использование тематических моделей в извлечении однословных терминов // Selected Papers of the 15th All-Russian Scientific Conference «Digital Libraries: Advanced Methods and Technologies, Digital Collections» (Yaroslavl, Russia, October 14-17). CEUR Workshop Proceedings. 2013. Vol. 1108. P. 52.
[18] Агеев М.С. Методы автоматической рубрикации текстов, основанные на машинном обучении и знаниях экспертов: дис. … канд. физ.-мат. наук: 05.13.11/Агеев Михаил Сергеевич. – Москва, 2004. 136 с.
[19] Church K., Gale W. Inverse Document Frequency (IDF): A Measure of Deviations from Poisson // Natural Language Processing Using Very Large Corpora. 1999. Vol. 11. PP. 283-295. DOI:10.1007/978-94-017-2390-9_18.

РАСПОЗНАВАНИЕ ДОРОЖНЫХ СИТУАЦИЙ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

А.А. Коротышева, С.Н. Жуков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время некоторые страны уже начали адаптацию законодательства и правил дорожного движения под использование беспилотного транспорта [1]. В мире разработками и производством в направлении беспилотных автомобилей занимаются крупные компании – Ford, Tesla, Waymo ("дочка" Google), General Motors, концерн Volkswagen (Volkswagen Sedric), Daimler, Toyota и другие. В России одной из самых популярных компаний в этой сфере является Yandex Self-Driving Group (Yandex SDG) [2]. При этом полноценный беспилотный автомобиль еще не создан. Для повышения уровня автономности автомобилей в настоящее время актуально применение методов машинного обучения, с помощью которых возможно решение задач детектирования и классификации объектов в потоке изображений в режиме реального времени.

Работа посвящена распознаванию сцен различных дорожных ситуаций. Сформированы наборы для обучения, валидации и тестирования нейросетевой модели, включающие размеченные изображения дорожных знаков, принятых в России [3]. Создание выборок проводилось с помощью агрегирования экземпляров изображений необходимых классов из разных открытых датасетов, в том числе Russian Traffic Signs [4], German Traffic Signs [5] и других. Созданы и обучены нейросетевой детектор дорожных знаков и классификатор на заданных правилах соответствия групп знаков с их совместной трактовкой.

Примеры классов в наборе данных представлены на рисунке 1.

```
names = {
    'Искусственная неровность',
    'Выброс гравия',
    'Опасная обочина',
    'Железнодорожный переезд без шлагбаума',
    'Сужение дороги',
    'Сужение дороги справа',
    'Сужение дороги слева',
    'Двустороннее движение',
    'Пешеходный переход',
    'Дети',
    'Дорожные работы',
    'Дикие животные',
    'Прочие опасности',
    'Пересечение с трамвайной линией',
    'Светофорное регулирование',
}
```

Рис. 1

На рисунке 2 изображены графики зависимости положений объектов выбранных классов по координатам на осях x и y от ширины и высоты изображений.

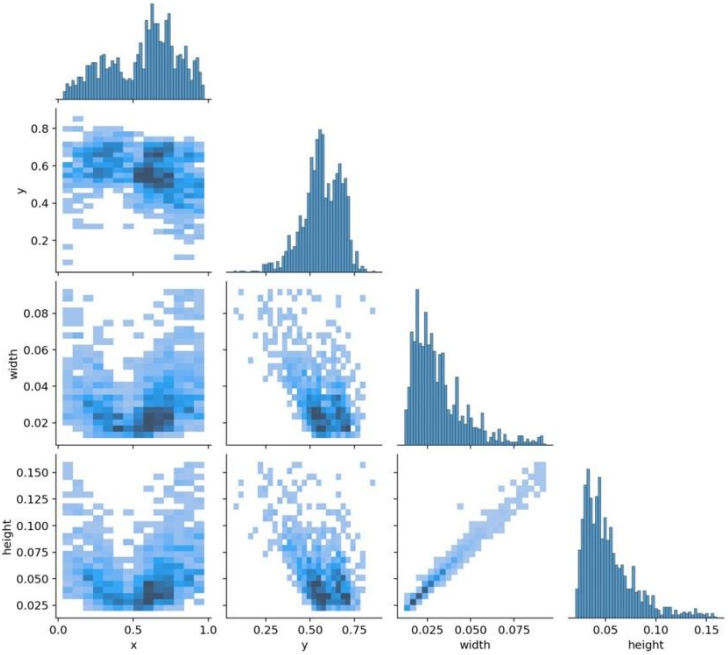


Рис. 2

Этап процесса обучения нейросетевой модели – график изменения метрики точности (англ. Precision) сети в зависимости от эпохи представлен на рисунке 3.

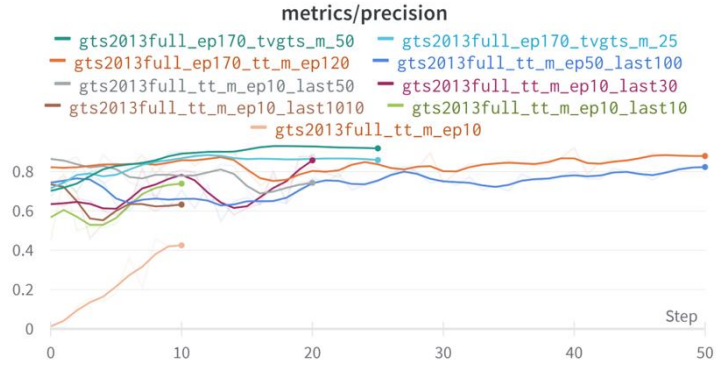


Рис. 3

Распознавание дорожных ситуаций в режиме реального времени позволит повысить безопасность движения беспилотного транспорта.

[1] Hörl S., Ciari F., Axhausen K.W. Recent perspectives on the impact of autonomous vehicles // Institute for Transport Planning and Systems (IVT). 2018.
[2] «Яндекс» выделил беспилотники в отдельную компанию Yandex SDG, а «Драйв» присоединил к «Такси». – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://vc.ru/transport/155611-yandeks-vydelil-bespilotniki-v-otdelnuyu-kompaniyu-yandex-sdg-a-drayv-prisoedinil-k-taksi, свободный. – Загл. с экрана. Дата обращения: 05.04.2022.
[3] ГОСТ Р 52289-2019. Правила применения дорожных знаков, разметки, светофоров, дорожных ограждений и направляющих устройств. Москва: Стандартинформ, 2020. (Технические средства организации дорожного движения).
[4] Shakhuro V.I., Konushin A. Russian traffic sign images dataset // Computer Optics. 2016. 40. P. 294.
[5] Houben S., Stallkamp J., Salmen J., Schlipsing M., Igel C. The German Traffic Sign Recognition Benchmark: A multi-class classification competition // Conference: Neural Networks (IJCNN). 2011.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ DEEPFAKE-ИЗОБРАЖЕНИЙ

С.П. Никитенкова, Е.В. Федорова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Термин «deepfake» означает применение методов искусственного интеллекта и машинного обучения (deep learning) для изготовления или манипулирования аудио-, визуальным или текстовым контентом с намерением ввести в заблуждение (fake). Возможность использования «deepfake» для совершения киберпреступлений, разжигания социальных волнений и подрыва политических систем вызывает тревогу как у исследователей, так и у законодателей. Один из самых ярких примеров киберпреступлений, связанных с технологией «deepfake», – обман государственной системы Китая, которая принимала налоговые документы, подтвержденные фальшивой биометрией.

Существуют различные операции обработки изображений с помощью технологий искусственного интеллекта. Самая известная категория – это полный синтез изображений, ставший популярным благодаря веб-сайту https://thispersondoesnotexist.com. Алгоритмы полного синтеза изображений обычно не требуют какого-либо явного ввода от пользователя; вместо этого изображения создаются с нуля с использованием случайно сгенерированных чисел, сопоставленных с многомерными функциями изображения. Алгоритмы, обычно упоминаемые в современных приложениях полного синтеза изображений, основаны на использовании генеративно-состязательных нейросетей GAN (Generative Adversarial Network). Одна часть алгоритма учится на реальных фотографиях определенного объекта и создает изображение, буквально «состязаясь» со второй частью алгоритма, пока та не начнет путать копию с оригиналом. Хотя каждый отдельный экземпляр генератора способен создавать изображения, принадлежащие только определенному домену (например, люди, произведения искусства или кошки), доступность массивных многодоменных наборов данных, предназначенных для обучения глубоких классификаторов изображений (например, ImageNet, LSUN и Cityscapes) позволяют разрабатывать алгоритмы синтеза изображений практически для любых целей. Современные модели могут генерировать гиперреалистичные изображения, которые визуально неотличимы от реальных изображений. Полученные изображения могут использоваться в неэтичных целях, таких как кампании по дезинформации, фабрикация доказательств или атака на биометрические системы безопасности.

Широкое применение в области обработки изображений нашли методы, основанные на спектральном анализе.

Исследование Фурье-спектров различных поддельных изображений показало наличие аномальных частот, характерных для конкретной нейронной сети. Для моделей GAN с невысоким разрешением было обнаружено наличие «артефактов шахматной доски». Наличие артефактов может быть использовано в классификаторе, основанном на входных данных спектра изображения, а не на входных данных пикселей [1, 2].

Обычно статистические закономерности частотных характеристик сгенерированных изображений сосредоточены на преобразовании RGB-изображения в серое. Однако поскольку GAN обычно генерируют изображения в пространстве RGB, они, как правило, следуют свойствам реальных изображений в пространстве RGB, уделяя меньше внимания свойствам в других цветовых пространствах. Таким образом, хотя

различия между сгенерированными изображениями и реальными изображениями незаметны в цветовом пространстве RGB, они могут быть более очевидными в других цветовых пространствах. Поэтому перспективным является анализ сгенерированных изображений в трех разных цветовых пространствах, т. е. RGB, HSV и YCbCr.

Спектры реальных изображений имеют тенденцию вести себя по степенному закону [3]. Мы предлагаем использовать данную закономерность для выделения различий в высокочастотных характеристиках реальных изображений и изображений, сгенерированных нейронной сетью. Также авторами был проведен анализ полученных частот Фурье-спектра реальных и сгенерированных изображений на соответствие известному закону Бенфорда [4]. Полученные результаты показывают, что изображения, сгенерированные GAN, часто не соответствуют закону Бенфорда, на этом основании их можно отличить от естественных изображений.

[1] Khoo B., Phan R. C. W., Lim C. H. Deepfake attribution: On the source identification of artificially generated images // Wiley Interdisciplinary Reviews: Data Mining and Knowledge Discovery. 2022. P. e1438.
[2] Dzanic T., Shah K., Witherden F. Fourier spectrum discrepancies in deep network generated images // Advances in neural information processing systems. 2020. Vol. 33. P. 3022.
[3] Van der Schaaf A., van Hateren J. H. Modelling the power spectra of natural images: statistics and information // Vision research. 1996. Vol. 36, №. 17. P. 2759.
[4] Pérez-González F., Heileman G. L., Abdallah C. T. Benford's lawin image processing // 2007 IEEE International Conference on Image Processing. – IEEE. 2007. Vol. 1. P. I-405-I-408

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В ЗАДАЧАХ ТИПИЗАЦИИ СЕТЕВОГО ТРАФИКА

Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В современных реалиях бизнес-процессы не обходятся без поддержки сервисов с применением информационных технологий, как и промышленные производства, связанные с нефтепереработкой, атомной энергетикой, космической отраслью, военной промышленностью, и так далее. На объектах критической инфраструктуры (далее – КИИ, объекты) всё больше технологических процессов автоматизируются, вследствие чего вмешательство человеческого фактора сводится к минимуму, отдавая предпочтения отказоустойчивым высокопроизводительным системам АСУ ТП. При этом важно понимать, что глобальная автоматизация и информатизация производственных процессов неизбежно увеличивает риски возникновения нештатных и кризисных ситуаций вследствие возникновения технических сбоев и отказов этих систем. Среди прочего, наиболее частым и опасным фактором, влияющим на целостность и работоспособность информационных систем, являются недостаточная защищенность от угроз информационной безопасности. Владельцы объектов КИИ с внедренными АСУ ТП стараются изолировать свои технологические сегменты сетей от воздействий извне в целях безопасности. Под внешними сетями в данном случае понимается не только интернет, но и любая другая внутренняя сеть смежного ведомства внутри единого предприятия.

Вместе с тем, у объектов, как правило, существует потребность обмена данными между информационными сетями с различными уровнями конфиденциальности, другими словами – из открытой незащищенной сети в систему с защищенным исполнением. Открытая сеть, например, может быть источником сбора общедоступных данных (рис. 1), притом, что данные могут быть соотнесены либо с самими собой, либо с другими наборами данных, и эта корреляция уже может иметь определенный гриф конфиденциальности. Иными словами, открытые данные могут и должны быть засекречены, в то же время как никакие секретные данные не должны выйти за пределы защищенного периметра. Для организации такого взаимодействия существуют сертифицированные решения, называемые однонаправленными шлюзами, или «Data Diode» (диод данных), и могут размещаться на канале передачи данных между двумя зонами с различными политиками информационной безопасности.

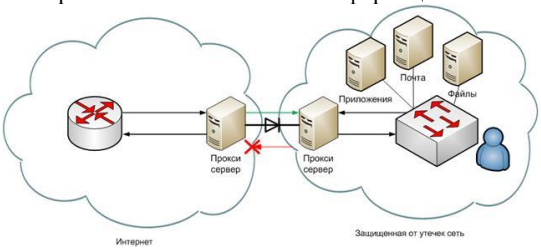


Рис. 1

Сетевые однонаправленные шлюзы - это специально разработанные аппаратные средства, которые позволяют «зеркалировать» трафик только в одном направлении (рис. 2). Технологию «Data Diode» теперь можно найти на уровне промышленного контроля для таких объектов, как атомные

электростанции, производство электроэнергии и критически важные системы безопасности, такие как железнодорожные сети. Такая конструкция позволяет создавать системы, недоступные для воздействия извне, но при этом допускающие сбор данных – например, телеметрии с промышленных датчиков.

Обратная модель применения – получение защищённой сетью данных (например, обновлений ПО), без возможности отправлять информацию за пределы периметра. Преимущество диодов данных над межсетевыми экранами (МЭ, брандмауэр) заключается в том, что они могут устранить фактор небрежного пользователя (нарушителя) и разработчика системного ПО [1].

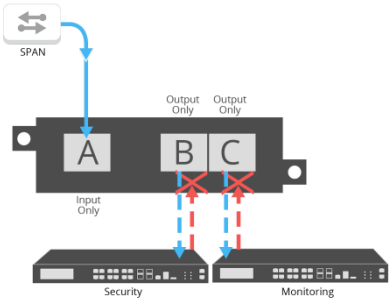


Рис. 2

К сожалению, такая организация взаимодействия между инфраструктурами различного уровня доступа всё равно не гарантирует утечку конфиденциальных данных с одной стороны и целостность и доступность с другой, поэтому требованиями к обеспечению защиты информации может предусматриваться установка граничных крипто-шлюзов, различного рода МЭ, систем обнаружения вторжений, антивирусной защиты. Для обеспечения защиты информации в сетях также используют анализаторы сетевых пакетов, устанавливаемые в информационной инфраструктуре в специально определенных точках захвата. Даже при условии организованного взаимодействия однонаправленной передачи данных между сегментами с разными уровнями конфиденциальности, на таких объектах необходимо обеспечивать дополнительные меры проверки отсутствия утечек данных, так как в результате инцидента ИБ данные с грифом конфиденциальности могут проникнуть в открытую сеть. Яркий и наиболее частый пример, когда нерадивый сотрудник использовал учтенный носитель секретной информации не по назначению, или выполнил подключение этого носителя к машине, подключенной к открытой сети. Подобный инцидент может произойти, когда сотрудники, не ознакомленные должным образом с политиками безопасности, подключают принесенный из дома USB-модем к защищенному локальному АРМ, обрабатывающему конфиденциальную информацию.

С учетом подобных инцидентов целесообразно дополнительно анализировать потоки однонаправленных данных между сегментами различного уровня конфиденциальности на предмет корреляции циркулирующих данных, для чего созданы и активно применяются системы обнаружения утечек информации (DLP-системы). Такие системы представляют собой распределенную иерархию сбора и анализа данных, полученных в определенно выбранных точках захвата, при этом, чем сложнее инфраструктура объекта, тем сложнее и дороже DLP-система, ввиду увеличения количества обрабатываемых данных. Легко понять, что большое количество циркулирующих данных требует быстроты и оперативности их обработки, а также отсутствия вмешательства в них, поскольку, непрерывное и штатное функционирование объектов

КИИ – есть основная цель организации таких объектов. Одновременно с этим, развитие технологий передачи данных, модернизация сервисов, а следовательно непрерывное увеличение трафика в инфраструктуре сложных объектов КИИ требует применения современных алгоритмов скоростного анализа пакетов и типизации трафиков, и на эту тематику сегодня уже есть ряд исследований и готовых решений, использующих статистические методы анализа, не оказывающие вмешательство в сеть, и по сравнению с традиционными имеют ряд преимуществ.

В [2] рассматривалось практическое применение анализатора протоколов с использованием методов машинного обучения, где данный метод показал себя перспективным в подобных задачах, требующих высокой скорости и точности классификации. Основное достоинство данного подхода перед другими методами заключается в использовании для анализа статистических характеристик потока трафика, без исследования полезной нагрузки, что делает возможным его применение к большим объемам данных, а также в классификации шифрованного трафика. Таким образом, метод анализа сетевых пакетов по метрическим характеристикам потоков актуален в задачах обнаружения пересечений и корреляции трафиков разграниченных сегментов. Распознавание трафиков приложений только лишь по метрикам дает преимущество в скорости сбора и обработки данных. Стоит также отметить, что данный метод основан на обучении с учителем, из этого вытекают несколько очень важных и перспективных моментов:

- обучение классификатора эталонным метрикам, полученным в результате генерации в потоке эталонного трафика, присущего данной среде в контрольных точках, может поспособствовать выявлению обфусцированного трафика, генерируемого зараженным узлом, а так же трафик, замаскированный злоумышленником под стандартные протоколы передачи данных;
- обнаружение отклонений реального трафика от эталонных метрик;
- обнаружение аномалий трафика приложений, также в зашифрованном трафике.

Вместе с тем, применяемый подход к анализу корреляции данных, полученных из контрольных точек, установленных на интересующих хостах информационной инфраструктуры, позволит отслеживать миграцию информационных потоков данных, что может быть использовано при расследовании компьютерных инцидентов, а также для превентивного сбора статистики.

[1] Батранков Д. Диод данных / Security Lab / URL:https// www.securitylab.ru
[2] Нужный Р.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А. Практическое применение классификатора сетевого трафика на основе методов машинного обучения. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА МНОЖЕСТВЕННЫХ СТАРТОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ В ЗАДАЧЕ МАСКИРОВКИ VPN-СОЕДИНЕНИЯ

В.Д. Зюзин[1)], А.А. Рябов[1)], М.А. Тетеркин[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Нижегородский НТЦФГУП «НПП Гамма»

Многие компании используют технологию виртуальных частных сетей (Virtual Private Network, VPN) для связи с удалёнными офисами. Для уменьшения вероятности проведения атаки «Человек по середине» можно использовать метод множественных стартовых соединений.

Метод множественных стартовых соединений подразумевает использование нескольких дополнительных туннелей для создания канала связи [1]. Стартовое соединение с абонентом производится в 4 этапа:

1 этап – узел-инициатор соединения направляет сообщение 3-м произвольным узлам, входящим в защищённую сеть;

2 этап – узлы, получившие пакеты 1-го этапа модифицируют поле номера шага St (рис.);

3 этап – узлы отправляют модифицированный пакет на 3 произвольных узла сети каждый;

4 этап – производится процедура, аналогичная процедуре 2-3-го этапов, но с небольшим изменением: модифицированный пакет отправляется на 2 произвольных узла и на узел-получатель. В результат к узлу-получателю приходят 9 одинаковых по содержимому пакетов. Узел-получатель отправляет информацию о планируемом соединении узлу-инициатору, адрес которого содержится в полях FDA1, FDA2 (рис.) полученных пакетов. Завершение 4-го этапа происходит тогда, когда узел-инициатор получает пакет с информацией о настройках протокола обмена ассоциаций безопасности (Security Association, SA) от узла-получателя. Далее происходит установление защищенного соединения между ними.

Структура модифицированного IP заголовка для описываемой системы представлена на рисунке.

<table>
<tr><td colspan="2">Ver. (4)</td><td colspan="2">IHL</td><td colspan="2">Type of Service</td><td colspan="4">Total Length</td></tr>
<tr><td colspan="6">Identification</td><td colspan="2">Flags</td><td colspan="2">Fragment Offset</td></tr>
<tr><td colspan="3">TTL (117)</td><td colspan="3">Protocol (TCP)</td><td colspan="4">Header Checksum</td></tr>
<tr><td colspan="10">Source Address</td></tr>
<tr><td colspan="10">Destination Address (one from free)</td></tr>
<tr><td colspan="8">Options</td><td colspan="2">Padding</td></tr>
<tr><td>St</td><td colspan="5">FDA1</td><td colspan="4">Label1</td></tr>
<tr><td colspan="5">source address</td><td colspan="5">FDA2</td></tr>
<tr><td colspan="10">Label2</td></tr>
</table>

Технология установления соединения между узлами сети с помощью множества туннелей позволяет замаскировать процесс установления соединения между 2-мя определёнными узлами сети с целью защиты информации о канале связи.

[1] А.А. Рябов, М.А. Тетеркин, Подход к установлению соединений в распределенной VPN. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019.

ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТЬ VPN-СОЕДИНЕНИЙ

А.А. Рябов, Е.А. Васильева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

IPsec является набором протоколов, обеспечивающих конфиденциальность и целостность передаваемых по публичной сети данных. Он часто применяется в построении виртуальных частных сетей. Его основу составляют 3 протокола: IKE (Internet Key Exchange – обмен ключами Интернета), AH (Authentication Header – заголовок аутентификации) и ESP (Encapsulating Security Payload – инкапсуляция зашифрованных данных). Все три протокола не зависят от конкретных алгоритмов аутентификации и шифрования, а предоставляют только общий набор методов и формат передачи данных. Протоколы AH и ESP используются для передачи пользовательских данных; основное различие между ними состоит в том, что тогда как AH обеспечивает только целостность передаваемых данных и аутентификацию их источника, ESP также предоставляет возможность шифрования данных.

IKE используется для взаимной аутентификации сторон, вырабатывающих ключи, обмена ключами, установления и поддержания ассоциаций безопасности. В работе рассмотрен IKEv1. Работа IKEv1 состоит из двух фаз [1].

Оба туннеля, образованные в разных фазах, представляют собой логические соединения, называющиеся ассоциациями безопасности (Security Association, SA). Ассоциация безопасности представлена набором параметров, согласно которым обрабатывается проходящий через соединение трафик.

Для обработки входящего и исходящего трафика в архитектуре IPsec предусмотрены две базы данных: SPD (база политик безопасности) и SAD (база ассоциаций безопасности). SPD используется при обработке любого IP трафика, определяя для него тип защиты в зависимости от его параметров. SAD используется только в случае, если SPD определила для трафика обработку протоколами IPsec. SAD хранит параметры, в соответствии с которыми протоколы ESP и AH обрабатывают пакеты и дейтаграммы. К таким параметрам относятся алгоритмы шифрования и хеширования, метод аутентификации и многие другие. В работе проведено исследование производительности соединения IPsec в зависимости от времени жизни ассоциации безопасности – времени, по истечении которого ассоциация безопасности прекращает своё существование, после чего необходимо повторное установление соединения. Время жизни может быть задано в секундах, в количестве переданных байт или, в ряде реализаций, количестве переданных пакетов. Для уменьшения задержек при передаче данных обновление ассоциации безопасности происходит не после истечения её времени жизни, а за некоторый случайный промежуток времени до этого момента.

Ассоциация безопасности каждой из фаз IKE характеризуется собственным значением времени жизни. В работе было исследовалось влияние на скорость передачи данных соотношения между временем жизни ассоциации безопасности первой фазы (IKE SA) и временем жизни ассоциации безопасности второй фазы (ESP SA).

Эксперимент проводился в среде EVE-NG на стенде, схема которого представлена на рис. 1. Сеть состоит из двух шлюзов GW1 и GW2. За шлюзом GW1 расположены клиентские машины, а за шлюзом GW2 – сервер. Между шлюзами был установлен туннель VPN с помощью ПО StrongSwan. В течение часа клиентские машины одновременно загружали с сервера файлы одинакового размера через случайные промежутки времени. Передаваемые файлы также выбирались случайным образом на стороне сервера. Скорость передачи файлов измерялась на стороне клиента встроенными средствами команды wget. Время жизни ассоциации безопасности IKE SA на протяжении всего эксперимента было постоянным и составляло 10 минут, время жизни ассоциации безопасности ESP SA варьировалось и принимало значения 30 с, 1 мин, 2 мин, 6 мин и 10 мин.

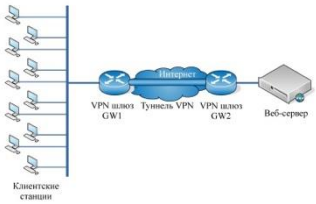


Рис. 1

Результаты проведенного эксперимента представлены на рис. 2, 3. Из графика на рис. 2 видно, что у файлов размером 50 КБ наблюдается пик значения скорости. Из рис. 2 также видно, что оптимальным является соотношение времен жизни, близкое к 0,05.

На рис. 3 изображена скорость загрузки файлов в зависимости от соотношения времен жизни IKE SA и ESP SA. Согласно этому графику, скорость передачи файлов размерами ниже 1 КБ и выше 100 МБ практически не зависит от соотношения времен жизни и является наиболее низкой. Файлы размером 50 КБ обладают примерно одинаковой скоростью для всех рассмотренных соотношений времен жизни.

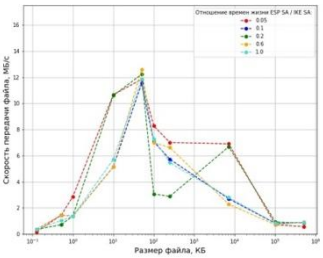


Рис. 2

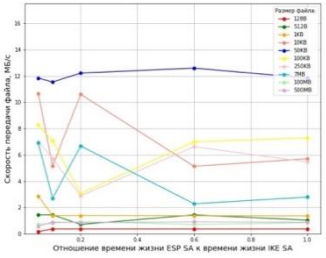


Рис. 3

В дальнейшем планируется рассмотреть передачу файлов по туннелю IPsec, используя другие методы измерения скорости их передачи, а также рассмотреть возможные зависимости производительности туннеля IPsec от других временных характеристик.

[1] Кульгин М. Технологии корпоративных сетей. Энциклопедия. — СПб.: Питер, 2000, 704 с.

Секция «Информационные системы.
Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 19 мая 2022 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVI научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ И ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЙ БЕСПРОВОДНОЙ СВЯЗИ И ИНФОРМАЦИОННО-ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ»

Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПО ОБЪЕДИНЕНИЮ ЛОКАЦИОННОЙ ИНФОРМАЦИИ ОТ РАЗНОРОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПО НЕПОЛНЫМ ДАННЫМ

Д.А. Пальгуев[1)], А.Б. Борзов[2)], Д.А. Васильев[2)], А.В. Шиндин[1)], С.П. Моисеев[1)], К. Н. Пиунов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] МГТУ им. Н.Э. Баумана

Введение

В настоящее время наблюдается интенсивное развитие класса малогабаритных БПЛА и их применение в самых различных целях. Простота и дешевизна позволяют массово использовать подобные аппараты для ведения видеонаблюдения, различного вида разведки, доставки небольших грузов, а в некоторых случаях и в качестве носителей боевой нагрузки. Проблема обнаружения МБПЛА выходит на первый план, и в основном потому, что далеко не всегда традиционные методы обнаружения малогабаритных объектов достаточно эффективны. Малая эффективная площадь рассеивания (ЭПР), высокая маневренность, трудно отличимые признаки от биологических и природных объектов, в основном птиц, создают большие трудности в обнаружении и распознавании такого класса воздушных объектов.

Особенности сетевой обработки при объединении разнородной информации

Одним из возможных путей решения указанной проблемы стало создание комплексов обнаружения МБПЛА, включающих радиолокационные, оптические и ИК модули различных диапазонов.

Вместе с тем, возникла серьезная проблема объединения разнородной информации, поступающей от разных по принципам функционирования модулей, внутри комплексов. Некогерентность и пространственное разнесение модулей являются только частью большой задачи по объединению информации, поскольку её решение, например, для радиолокационной информации, показано в работах [1, 2]. Разнородность информации подразумевает, что сообщения поступают не только в разных протоколах обмена – эта проблема решается конвертацией протоколов с помощью кодограммного менеджера [5], но и в некоторых случаях не содержат полных данных о координатах обнаруженных объектов. Так, например, оптические и ИК модули, оснащенные лазерными дальномерами, вследствие малой ЭПР МБПЛА недостоверно измеряют дальность, или измерение по дальности отсутствует совсем. В таких условиях традиционный алгоритм третичной обработки [4] работать не может, для его функционирования необходимы полные данные по всем трем координатам (прямоугольным или сферическим).

Сетевая обработка, как метод [3] и разработанный на его основе алгоритм, обладает одним важным преимуществом перед традиционной третичной – малое время объединения информации, составляющее сотни микросекунд. Именно эта особенность позволяет использовать неполные данные от некоторых источников при условии, что одновременно с источником, выдающим неполные данные, работает источник, у которого недостающие и достоверные данные имеются.

В качестве примера рассмотрим функционирование комплекса обнаружения малогабаритных БПЛА и птиц, состоящего из радиолокационного и оптического модулей. В данном случае дальность до воздушного объекта измеряется радиолокационным модулем, работающем в режиме кругового обзора. После обнаружения одного или нескольких объектов по определенным признакам принимается решение о выдаче целеуказания для оптического модуля и последующего распознавания объекта оператором или автоматически со значительно более высокой вероятностью, чем вероятность распознавания радиолокационного модуля. Данные от оптического модуля по азимуту и углу места значительно точнее, чем у радиолокационного, а измерение по дальности, вследствие вышеуказанных причин, недостоверно или отсутствует совсем.

Сетевая обработка позволяет при объединении подобной разнородной информации использовать достоверные и наиболее точные данные от разных источников. Это процесс происходит следующим образом и при следующих условиях:

- трассы от радиолокационного модуля и неполные данные от оптического модуля поступают на вход сервера сетевой обработки;
- перед объединением на сервере необходимо дополнить сообщение от оптического модуля достоверной координатой по дальности;
- учитывая, что источники некогерентны и имеют разные периоды обзора, причем $T_{\text{РЛМ}} \gg T_{\text{ОМ}}$, необходимо между обзорами радиолокационного модуля производить экстраполяцию предыдущего измерения по дальности $D_{n\text{РЛМ}}$ в соответствии с периодами обзора оптического модуля, до поступления нового измерения от радиолокационного модуля, и вставлять полученное экстраполированное значение дальности $D_{m\text{ОМ экстр}}$ в сообщение от оптического модуля перед поступлением на сервер сетевой обработки для объединения. Здесь m – количество обзоров порядковый номер сообщения от оптического модуля внутри временного интервала обзора радиолокационного модуля

$$m = \frac{T_{\text{РЛМ}}}{T_{\text{ОМ}}}. \quad (1)$$

Таким образом, в промежуток времени, равный времени обзора радиолокационного модуля $T_{\text{РЛМ}}$ между сообщениями от радиолокационного модуля со сферическими координатами $(\alpha_1; \beta_1; D_1)_{\text{РЛМ}}$ и $(\alpha_1; \beta_1; D_1)_{\text{РЛМ}}$ на вход сервера сетевой обработки будут поступать m-сообщений от оптического модуля

$$(\alpha_1; \beta_1; D_{1\text{экстр}})_{\text{ОМ}} \ldots (\alpha_{\text{m}}; \beta_{\text{m}}; D_{\text{mэкстр}})_{\text{ОМ}}, \quad (2)$$

где α – координаты по азимуту, β – координаты по углу места, D – координаты по дальности.

При сетевой обработке принята система приоритетов источников – по достоверности, непрерывности и т.п. Приоритеты источников могут изменяться в процессе сетевой обработки и сопровождения объектов. Так, например, в процессе поиска более высокий приоритет имеет радиолокационный модуль, а после захвата объекта оптическим модулем приоритет переходит к последнему. Приоритет, таким образом, является адаптивным и меняется в зависимости от условий обстановки.

Сервер сетевой обработки по результатам данных от источников в реальном масштабе времени, с учетом адаптивных приоритетов выбирает и выдает на выход

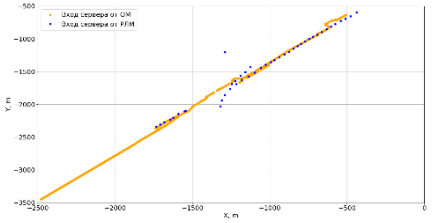
данные только по одной, самой оптимальной трассе. В случае потери трассы приоритетным источником сервер сетевой обработки осуществляет автоматический переход на менее приоритетный источник с целью поддержания непрерывности выдачи информации на своем выходе.

Результаты имитационного моделирования

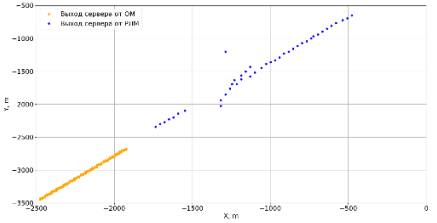
На рисунке приведены графики по результатам обработки некоторых данных имитационного моделирования по объединению разнородной информации от некогерентных пространственно разнесенных оптического и радиолокационного модулей.

Трассовая обстановка № 1

Вход

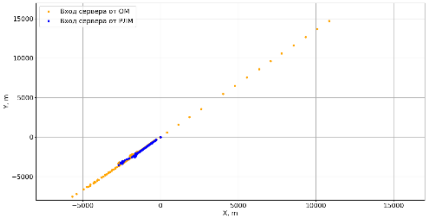


Выход

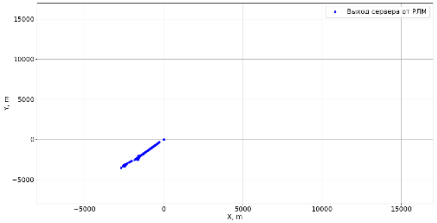


Трассовая обстановка № 2

Вход

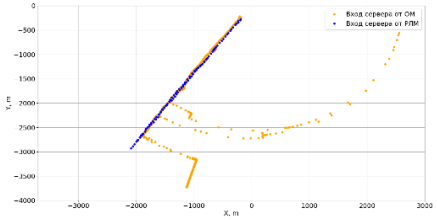


Выход

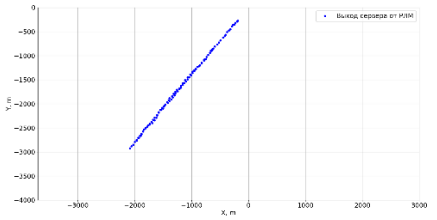


Трассовая обстановка № 3

Вход

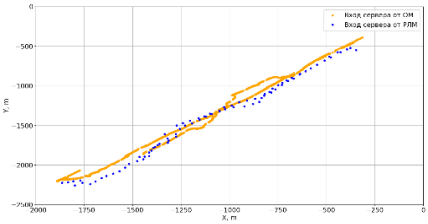


Выход



Трассовая обстановка № 4

Вход



Выход

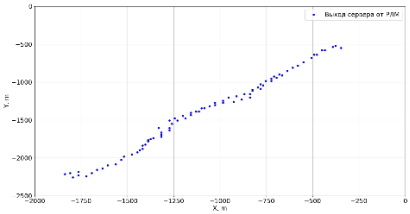


Рис.

Объединение разнородной информации в ситуации трассовой обстановки № 1 происходило по приоритету сначала оптического, потом радиолокационного модуля. В ситуациях трассовой обстановки №№ 2, 3, 4 был установлен более высокий приоритет радиолокационного модуля, как выдающего информацию более равномерно и непрерывно. Из представленных данных имитационного моделирования видно, что на выходе сервера сетевой обработки в результате объединения информация получается более равномерной и непрерывной, что и является подтверждением использования координат о воздушном объекте от обоих источников, один из которых выдает достоверные координаты только по азимуту и углу места. Информация на выходе сервера сетевой обработки не сглаживалась в целях подробного изучения процесса объединения.

Выводы

В ходе обработки данных имитационного моделирования показана принципиальная возможность объединения информации от разнородных источников по алгоритму сетевой обработки.

Сетевая обработка позволяет объединять информацию от разнородных источников по неполным данным, в данном случае отсутствовало достоверное измерение дальности от оптического модуля, которое замещалось экстраполированным значением дальности от радиолокационного модуля.

Особенности сетевой обработки, с целью наиболее полного использования возможностей её алгоритмов, выявили определенные требования к вторичной обработке (трассам от источников) и ряд других, в частности, необходимо иметь время локации по каждому сообщению от любого источника; значения ЭПР объектов от радиолокационного модуля в каждом сообщении; информацию о сглаживании локационной информации по трассам – в сообщениях от источников; возможность управления алгоритмами сглаживания на РЛС со стороны сервера сетевой обработки.

[1] Пальгуев Д.А. // Радиопромышленность. 2021. Т. 31, № 2. С. 49.
[2] Пальгуев Д.А., Шентябин А.Н., Борзов А.Б., Васильев Д.А., Морозов Н.С. // Вопросы радиоэлектроники. 2021. № 1. С. 21.
[3] Кузьмин С.З. Основы цифровой обработки радиолокационной информации. – М.: Сов. радио, 1974, 432 с.

[4] Пальгуев Д. А., Таныгин А. А. Патент 2461843 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Способ обработки радиолокационной информации в сетевой информационной структуре автоматизированной системы управления // Заявл. 29.04.2011. Опубл. 20.09.2012.
[5] Свид. 2016660484 РФ. Универсальный кодограммный менеджер / Михопаркина С.А., Пальгуев Д.А. Заявка № 2016615361 от 25.05.2016, опубл. 15.09.2016.

АВТОНОМНЫЙ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫЙ ВИДЕОДАТЧИК ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ БОЛЕЗНЕЙ РАСТЕНИЙ

Б. Янкович, Д.А. Беспалов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для сложных систем как естественного, так и искусственного происхождения возможно существование множества режимов их функционирования, которые резко отличаются друг от друга комплексом характеризующих их параметров. Выявление, классификация и распознавание этих режимов часто затруднено из-за большого числа характеризующих их параметров, скоротечности процессов, из-за отсутствия понимания их связи друг с другом и т.п.

В случае если режимы отличаются визуальными эффектами, распознавание может быть осуществлено с помощью нейронных сетей на основе анализа изображения или комплекса признаков, включающих изображения. Большая часть данных может поступать с видеокамер, окружающих объект исследования. Предварительное качественное распознавание режимов облегчает количественную характеристику каждого режима, а также позволяет организовывать управление системами даже в случае отсутствия их математических моделей. На рис. 1 показана блок-схема экспериментальной установки, демонстрирующая возможность комплексного применения различных датчиков для распознавания состояний исследуемого объекта (в том числе, возникающих при активном воздействии на объект исследования с помощью актуаторов).

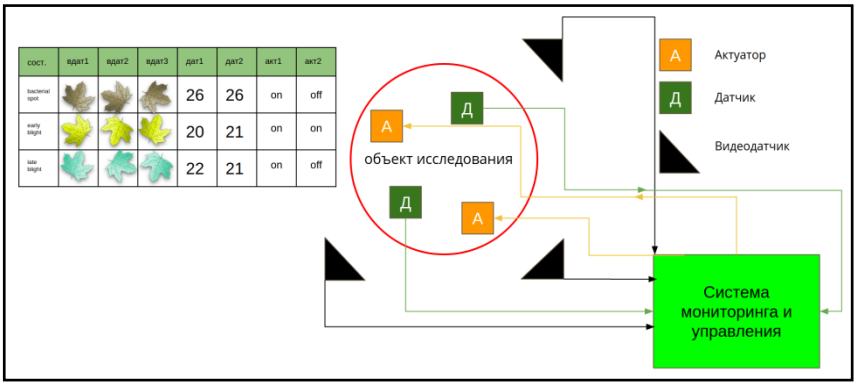


Рис. 1

Целью данной работы является разработка технической системы (видеодатчика), способной распознавать состояние объекта исследования, на основе анализа изображений, поступающих с видеокамеры. В качестве тестового объекта исследований выбрано растение (томат), которое может иметь различные заболевания или быть здоровым.

Видеодатчик, получает информации о состоянии объекта исследования в виде изображения, распознает данное состояние с использованием предварительно обученных искусственный нейронный сетей и отправляет, информацию о выявленном типе состояния объекта, на локальный сервер программно-аппаратной платформы Alterozoom-IoT. Одновременно информация о типе состояния, отображается на дисплее, размещённом на самом видеодатчике. Работой видеодатчика управляют локальный сервер и специальное программное обеспечение, установленное, на самом видеодатчике. В автономном режиме, видеодатчик способен самообучаться, т.е. фиксировать изображения наиболее подходящих для наполнения датасетов, отправлять выбранные изображения на внешнее хранилище (при установлении связи с сервером), получать и использовать уже обученную модель нейросети для распознавания состояний объекта. Первоначальное обучение нейронной сети выполняется на высокопроизводительных компьютерах. В результате обучения формируется обученная модель, которая загружается на внешнее хранилище (например Google Drive). Видеодатчик, подключенный к внешним устройствам, показан на рис. 2: 1 – одноплатный компьютер, 2 – камера, 3 – дисплей 4 – внешнее хранилище, 5 – компьютер для обучения, 6 – локальный сервер системы Alterozoom-IoT.

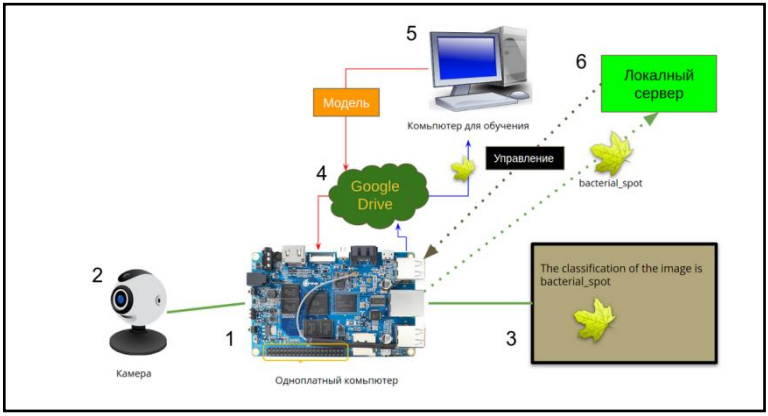


Рис. 2

Видеодатчик является клиентским устройством и для его работы и подключения к локальному серверу было разработано специальное клиентское приложение, обеспечивающее как распознавание изображений, так и обмен данными и командами между датчиком и сервером. Клиентское приложение было разработано с использованием библиотеки libwliotproxy из репозитория wl_iot_framework. Клиентское приложение создано на платформе OrangePi 2e plus, с OS Ubuntu 20.04, ядром 5.10.60-sunxi и версией Qt 5.12.8. В качестве камеры и дисплея использовались, USB камера ОКЛИК с разрешением 640x480 и дисплей HX0501708.

Микроконтроллер, используемый в видеодатчике, не обладает необходимыми для обучения искусственных нейронных сетей вычислительными возможностями, поэто-

му обучение проводилось на высокопроизводительном компьютере, а уже полученные модели встраивались в клиентское приложение. В качестве высокопроизводительного компьютера использовался Lenovo Legion с графическим процессором NVIDIA GeForce RTX 3070 и версией Cuda 11.6.

Для обучения выбран метод трансферного обучения – Fine tuning (дообучение сети) поскольку данный метод считается наиболее эффективным в работах, которые были сделаны раньше [1, 2]. Fine tuning представляет процесс дообучения на новых данных нейросети, которая до этого уже обучалась на других данных, обычно на каком-нибудь большом датасете. В качестве большого датасета выбран датасет ImageNet, содержащий более 14 миллионов изображений, разделенных в 1000 классов. В ходе работы было проведено три эксперимента, с разными «новыми» данными. В первом эксперименте в качестве нового датасета был использован датасет PlantVillage [3] (рис. 3), содержащий более 10 тысяч изображений здоровых и больных томатов, разделенных на 10 классов. Во втором эксперименте, датасет собран из изображений, доступных в энциклопедиях и на интернет форумах (рис. 4). Такой датасет составил около 900 изображений, разделенных также на десять классов. В последнем эксперименте использован датасет, представляющий собой совокупность предыдущих датасетов. Качество моделей, обученных на различных датасетах, проверялась на тестовом датасете, содержащем 140 изображений – реальных изображений здоровых и больных томатов (рис. 5).

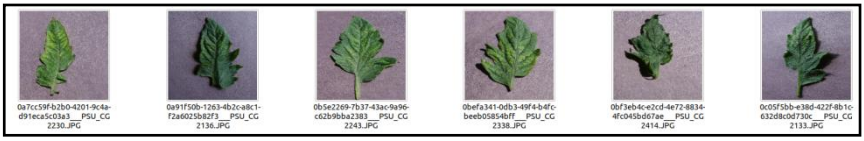


Рис.3

Рис.4

Рис.5

В табл. 1 представлена информация о тренировочной и валидационной части для каждого датасета.

Видеодатчик способен распознавать бактериальную пятнистость томата, раннюю гниль, фитофтороз, септориоз листьев, томатного паутинного клеща, целевую пятнистость, вирус мозаики, вирус желтой курчавости листьев и здоровые томаты. В рамках настоящего исследования были обучены и протестированы на распознавание архитектуры AlexNet [4], VGG16 [5], Inception-v3 [6] и EfficientNet-B2 [7]. Результаты обучения представлены в табл. 2.

Табл. 1

Датасет	Тренировочная часть, номер изображений	Валидационная часть, номер изображений
PlantVillage	10000	1000
Real images	770	190
Real images + PlantVillage	10770	1190

Табл. 2

AlexNet					
PlantVillage		Real Images		PlantVillage + Real images	
validation	test	validation	test	validation	test
89.2%	45.8%	65%	56.3%	80.1%	71%
VGG16					
PlantVillage		Real Images		PlantVillage + Real images	
validation	test	validation	test	validation	test
87.2%	41.6%	60%	52%	78%	65%
Inception-v3					
PlantVillage		Real Images		PlantVillage + Real images	
validation	test	validation	test	validation	test
98.3%	59%	79%	71%	93.3%	82%
EfficientNet-B2					
PlantVillage		Real Images		PlantVillage + Real images	
validation	test	validation	test	validation	test
98.8%	60%	82%	72%	93.45%	83%

Выполненные исследования показали перспективность для распознавания состояния объектов использования видеодатчиков, построенных на доступных и недо-

рогих аппаратных платформах. Разработаны видеодатчик можно использовать не только для распознавания состояния растения, но и для распознавания других объектов. Очевидно, что расширение объемов датасетов приведет к увеличению надежности распознавания состояния объектов. Для сбора материала для датасетов могут быть использованы облачные технологии и методы краудсорсинга. Множество экспериментальных установок, передающих информацию в облако, позволят организовать сбор больших датасетов.

[1] Bir P., Kumar R., Singh G. // Proc. of 2020 IEEE Intern. Conf. on Computing, Power and Comm. Tech. (GUCON). 2020. P. 34.
[2] Mohanty S.P., Hughes D.P., Salathé M. // Front Plant Sci. 2016. Vol.7: A.1419.
[3] https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1511/1511.08060.pdf
[4] Krizhevsky A., Sutskever I., Hinton G. E. // Proc. of the 25th Intern. Conf. on NIPS. 2012. Vol. 1. P. 1097.
[5] https://arxiv.org/pdf/1409.1556.pdf
[6] https://www.intel.cn/content/www/cn/zh/developer/articles/technical/inception-v3-deep-convolutional-architecture-for-classifying-acute-myeloidlymphoblastic.html
[7] Tan M., Le Q.V. // Proc. of the 36th Intern. Conf. on Machine Learning. 2019. P. 6105.

ИЗУЧЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МАЯТНИКА

А.Г. Завьялов[1)], В.А. Погорелко[2)], А.А. Спирин[2)], Я.К. Цветкова[2)], Н.Б. Шашин[2)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *МБОУ «Лицей №40»*

Введение

Данная работа проводится в рамках внедрения инновационных технологий обучения школьников и расширения спектра школьных лабораторных работ с целью ознакомление и приобретение навыков работы с современными цифровыми технологиями, в частности, с платформой Arduino и Интернетом вещей (IOT), куда входит среда управления *Ecoimpact*. Знаний школьников в рамках общеобразовательной программы вполне достаточно, чтобы дополнительно освоить азы решения дифференциальных уравнений.

Цель настоящей работы: ознакомить учеников с теорией колебательного движения на примере пружинного маятника, а также описать эти движения с помощью дифференциального уравнения, решить его методом Эйлера и оценить параметры маятника. Также в цели входит автоматизация измерений с помощью Arduino и экосистемы *Ecoimpact*.

Используемые в работе приборы и материалы: система пружинок, магнит, конструктор LEGO или иной подобный, Arduino Uno, ноутбук, линейка, нитки и медная проволока.

Теоретический расчёт

Для описания колебательных движений маятника используется простейшее динамическое описание законов движения с использованием законов Ньютона. Нарисуем пружинный маятник и расставим силы (рис. 1).

Если расставить все силы верно и записать второй закон Ньютона, то получим систему:

$$m\ddot{x} = -F_{упр} + mg - F_{сопр} + F_{внеш},$$
$$m\ddot{x} = -k(x - l) + mg - b\dot{x} + F_{внеш},$$
$$m\ddot{x} + b\dot{x} + kx - kl - mg = F_{внеш},$$
$$m\ddot{z} + b\dot{z} + kz = F_{внеш},$$

где $z = x + l + \frac{mg}{k}$ – переход в другую систему координат. Новый для учеников метод Эйлера состоит в том, что мы разделяем производные по времени: $y = \dot{z}, \dot{y} = \ddot{z}$ и решаем систему относительно $\dot{z}$ и $\dot{y}$, приравниваем эти производные к нулю, находя таким образом состояния равновесия системы:

$$\begin{cases} \dot{z} = y \\ \dot{y} = -\frac{b}{m}y - kz + F_{внеш} \end{cases},$$
$$\begin{cases} \dot{z} = y = 0 \\ \dot{y} = -\frac{b}{m}y - kz + F_{внеш} = 0 \end{cases}'$$

$$\begin{cases} y = 0 \\ z = -\frac{F_{внеш}}{k} \end{cases}.$$

Отсюда можно сделать вывод, что состояние равновесия совпадает с растянутой пружиной на величину, равную $\frac{mg}{k} + \frac{F_{внеш}}{k}$.

Теперь надо исследовать это состояние равновесие на устойчивость. Используем алгоритм:

$$\begin{vmatrix} (\dot{z})'_z - \lambda & (\dot{z})'_y \\ (\dot{y})'_z & (\dot{y})'_y - \lambda \end{vmatrix} = 0.$$

Решая определитель матрицы относительно λ, находим его корни. При дальнейшем анализе корней уравнения, можно будет выделить следующие их виды, а, следовательно, виды состояний равновесий: устойчивый узел, неустойчивый узел, седло, устойчивый фокус, цикл.

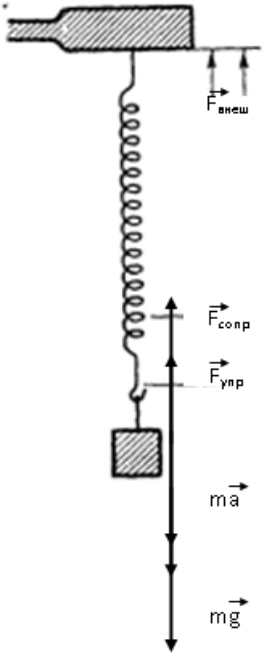


Рис. 1

Практическая часть

Для построения стенда из конструктора был собран держатель для неодимового магнита. Первоначально в качестве магнита планировалось использовать катушку с проводом, но оказалось, что сила, действующая со стороны такого магнита, недостаточна, она раскачивала маятник очень слабо, и датчики, регистрирующие положение маятника, давали неточные данные. Неодимовый магнит обладает более сильным магнитным полем, поэтому в установке использовали его.

После крепления магнита к держателю и мотору, приводящему магнит в движение, была собрана «мультипружина», состоящая из последовательно соединенных пружин малой жесткости. Суммарно такая пружина обладает жесткостью, равной самой наименьшей, что подходило для данного опыта.

Для изменений координат использовался лазерный датчик VL53L0X, у которого погрешность измерений составляет 1 мм. Для увеличения точности измерений координат грузика на него крепилась бумажная метка. Чтобы в процессе измерений маятник не отклонялся от своей траектории, вдоль оси пружинки была поставлена направляющая в виде кольца с ниткой. Окончательный вид установки показан на рис. 2.

В процессе опыта были сделаны замеры амплитудно-частотной характеристики, резонансной кривой, коэффициента трения, проведена оценка добротности маятника. С помощью программы LEGO Mindstorms, менялась частота вращения мотора, а значит и частота изменения магнитного поля. С помощью лазерного дальномера было измерено отклонение грузика. По максимальным и минимальным значениям вычислялось среднее значение этих отклонений, что принималось за начальное отклонение. Затем от максимального значения отнималось минимальное, что принималось за амплитуду колебаний.

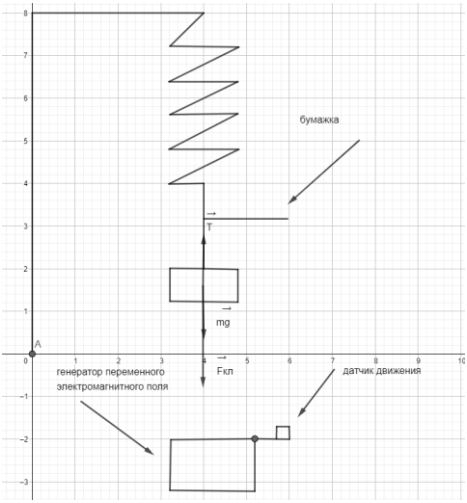


Рис. 2. Общий вид установки

Меняя частоту вращения двигателя и регистрируя отклонения маятника, была построена АЧХ маятника и найдена резонансная частота. Ниже представлены графики измерений (рис. 3 и рис. 4).

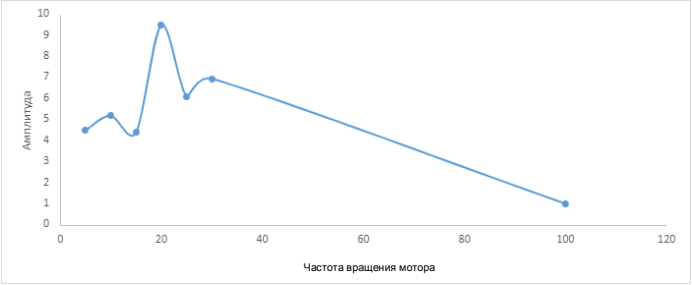


Рис. 3. Грубый расчет АЧХ

После всех сделанных измерений был проведен теоретический расчет резонанса через частоту вращения двигателя, массу грузика и жесткость пружинки, погрешность составила примерно ± 0,5 Гц. Измерение резонансной частоты проводилось следующим образом: с помощью грузика известной массы замерялся коэффициент жесткости пружинки, далее общая жесткость при последовательном соединении рассчитывалась по формуле:

$$\frac{1}{k_{об}} = \frac{1}{k_1} + \frac{1}{k_2} + \frac{1}{k_3} + \cdots$$

Зная массу грузика и общую жесткость пружинки, резонансная частота вычислялась по формуле $w = \sqrt{\frac{k_{об}}{m}}$.

Исходя из формул нахождения состояния равновесия и решения дифференциальных уравнений, а также применяя метод Эйлера, получаем формулу, которая описывает колебания маятника:

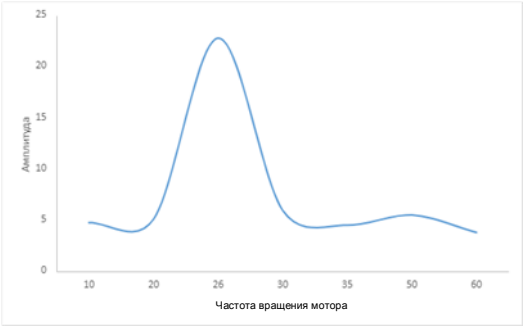


Рис. 4. Точный расчет АЧХ

$$x = e^{-gt}\left(Ae^{-iw_0 t} + Be^{iw_0 t}\right) + x_{\text{вын}}.$$

После свертки из комплексного слагаемого получим косинус с начальной фазой, который можно разделить на синус и косинус, заложив начальную фазу в одну из констант:

$$x = e^{-gt}(\mathrm{C}_1 \cos(w_0 t) + C_2 \sin(w_0 t)) + A_0 \cos(wt + \psi),$$

где A_0 находится из формулы (решение дифференциальных уравнений тоже опускалось в силу сложности объяснений):

$$A_0 = \frac{F}{\sqrt{(w^2 - w_0^2)^2 + 4w^2 g^2}}.$$

Чтобы оценить силу притяжения магнита и его неоднородность, был проведён следующий опыт. К пружинке подвешивался грузик, масса которого известна, который растягивал пружину на определенную длину, это растяжение фиксировалось, потом он отодвигался на определённое фиксированное расстояние, и измерялось следующее растяжение, и так далее. Таким способом был измерен коэффициент затухания воздуха, но этот опыт можно усовершенствовать, добавив сосуд с жидкостью и тем самым измеряя коэффициент затухания любой жидкости.

Выводы

В результате проведенной работы с учащимися лицея был подробно, с точки зрения решения дифференциального уравнения и его анализа, изучен пружинный маятник, его частное решение – состояние равновесие. Была получена АЧХ маятника, найдена резонансная частота, которая сверялась с частотой, измеренной косвенным методом, результаты совпали с точностью до 0,5 Гц. Для автоматизации расчетов установка была подключена к системе *Ecoimpact*, в которой расчёты производились быстрее и значительно удобнее. Была оценена добротность маятника, которая составляла порядка 100 единиц, а также затухание маятника, составившее порядка 0,05 см$^{-1}$. Данная работа рекомендована в качестве лабораторной работы для школьников старших классов.

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН

А.Г. Завьялов[1)], В.А. Погорелко[2)], А.А. Спирин[2)], Я.К. Цветкова[2)], Н.Б. Шашин[2)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *МБОУ «Лицей №40»*

Введение

Данная работа проводится в рамках внедрения инновационных технологий обучения школьников и расширения спектра школьных лабораторных работ с целью ознакомление и приобретение навыков работы с современными цифровыми технологиями, в частности, с платформой Arduino и Интернетом вещей (IOT), куда входит среда управления *Ecoimpact*. Знаний школьников в рамках общеобразовательной программы вполне достаточно, чтобы дополнительно освоить азы решения дифференциальных уравнений.

Цель настоящей работы: ознакомить учеников с теорией интерференции волн, в частности, звуковых, дать представление о теории построения антенн на основе интерференции, а также научиться отслеживать интерференцию с помощью системы *Ecoimpact.*

Используемые в работе приборы и материалы: Arduino Uno, усилитель LM386, генератор AD9833, 2 динамика, микрофон с усилителем MAX9814, энкодер, LCD-экран, осциллограф.

Практическая часть

Для описания интерференции звуковых волн была составлена общая формула в приближении плоских волн (приёмник находится на большом расстоянии). Звуковая волна описывается формулой:

$$s = A_0 \cos(wt - k_x x).$$

Интерференция получается от сложения двух когерентных волн, источники которых находятся недалеко друг от друга (рис. 1).

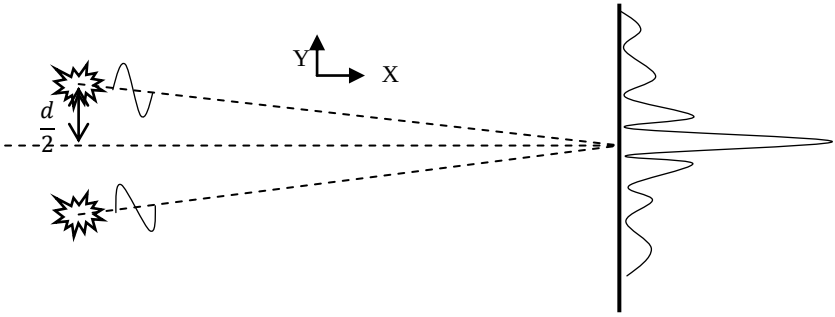


Рис. 1

При сложении двух плоских волн получим:

$$\vec{S} = \overrightarrow{A_1} cos(wt - k\overrightarrow{r_1}) + \overrightarrow{A_2}\cos(wt - k\overrightarrow{r_2}),$$

где $S = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi)$, $\Delta\varphi = \Delta_x k$ – разность хода волн.

Максимумы наблюдаются в точках $k\Delta = 2m\pi$. Минимумы наблюдаются в точках $k\Delta = 2\pi(m+1)$.

Все эти формулы справедливы для следующих критериев источников.

1) Источник должен быть точечным.
2) Пространство должно быть свободным, без препятствий.
3) Источники должны быть когерентными.
4) Нет посторонних шумов для дополнительных наводок на амплитуды.
5) Приемник также должен быть точечным.

В описываемом опыте удалось добиться почти всех условий, но пространство имело незначительные препятствия: были переотражения через стол и незначительное (малого порядка) через стенки кабинета. Поскольку динамики обладали конечными геометрическими размерами, было предложено их экранирование плотным картоном с центральным вырезом порядка 5 мм, что сделало излучение звука более точечным. В процессе проведения опыта были сделаны сравнения этих двух конструкций: интерференционная картина была «чище», если использовать экран на высоких частотах, на низких частотах это большой роли не играло. Кроме того, при измерении амплитуды сигнала микрофон передвигался на тележке, которая создавала дополнительную шумовую наводку.

Для задающего генератора был использован модуль AD9833, энкодер и дисплей, чтобы видеть на какой частоте генератор подаёт сигнал. На рис. 2 изображена схема сборки генератора с использованием Arduino Uno. Генератор может выдавать сигналы до 2,5 МГц в виде треугольника, прямоугольника и синуса, но в данном опыте больше 5000 Гц не использовалось. После сборки генератор был проверен с помощью осциллографа – на выходе измерялась форма сигнала, и сигнал оказался хорошим, но при прямом подключении динамиков сигнал был очень слаб – амплитуда составляла порядка 300 мВ, и микрофон не улавливал звучание. Для решения этой проблемы был установлен предусилитель. Уже на его выходе амплитуда была порядка 5 В, и динамики звучали отлично.

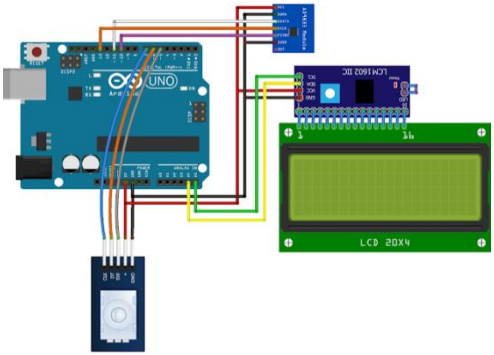


Рис. 2. Общая схема генератора на AD9833

Для проверки теоретического расчета была разработана программа построения интерференционной картины в пакете программ LABView. Затем путём подбора частоты и расстояния был произведен теоретический расчет картины, изображенный на рис. 3.

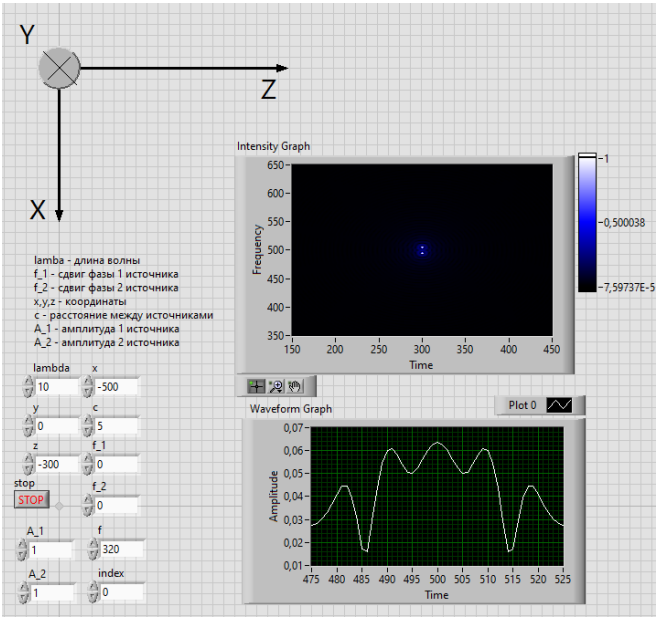


Рис. 3. Расчет интерференции с помощью программы

После теоретических расчётов началось экспериментальное измерение амплитуды. Первая частота была выбрана 5000 Гц, расстояние между динамиками ~ 4 см, расстояние на котором проводились измерения – 20 см, результаты изображены на рис. 4.

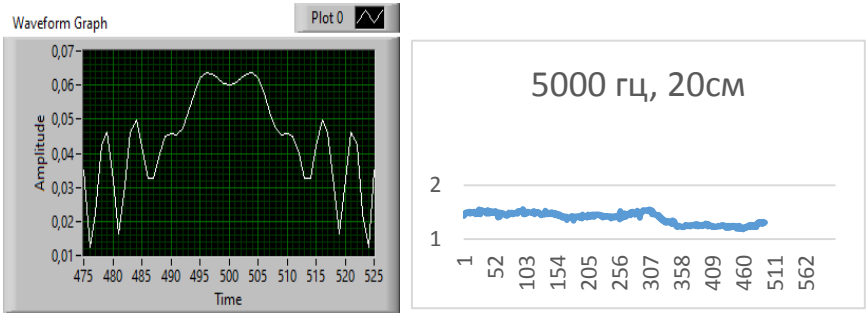


Рис. 4. Результаты первого эксперимента

Видно, что центр теоретического графика совпадает с точкой «35» в эксперименте.

Во втором опыте проводилось измерение при частоте 3000 Гц, расстояние между динамиками составляло 6 см, расстояние, на котором проводились измерения – 50 см.

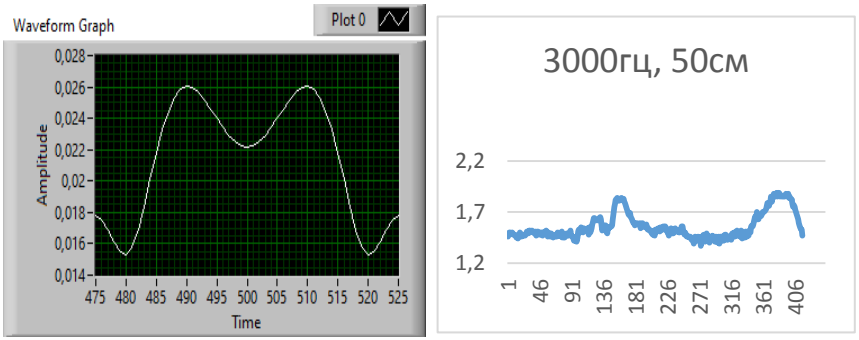


Рис. 5. Результаты второго эксперимента

В третьем опыте с меньшей частотой, были большие наводки на микрофон, что связано с тем, что длина волны 68 см в воздухе, и здесь уже вносят свой вклад отражения от стен и парт кабинета, который представляет собой некий большой резонатор, но, несмотря на это, можно было увидеть минимум в центре картины (рис. 6).

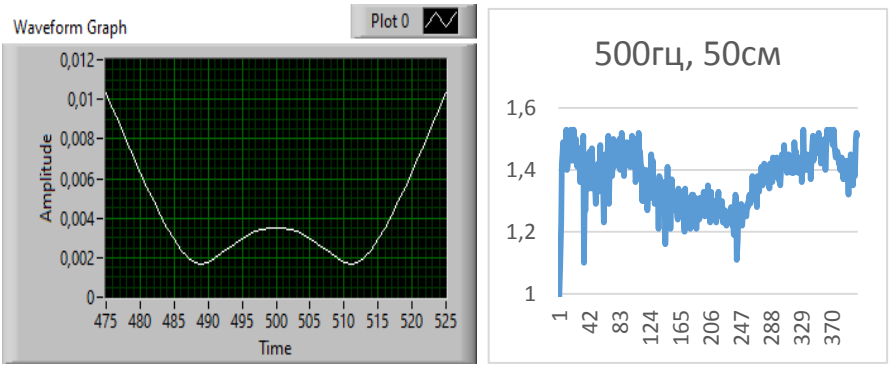


Рис. 6. Результаты третьего эксперимента

Также был проведён опыт, в котором динамики были повернуты под углом так, чтобы на определенном расстоянии амплитуда одного источника превышала амплитуду другого, иначе говоря, происходило сужение диаграммы направленности. В результате на расстоянии, когда одна амплитуда превысила другую почти в 2 раза, исчезли боковые «хвосты».

Был рассмотрен случай, когда вместо двух динамиков использовались четыре или более динамиков. Он был теоретически рассчитан в программе построения интерференционной картины, и получены теоретические графики. Как и ожидалось, с каждым дополнительным источником обязательно связан ещё один пик. При условии, если все источники сфокусировать так же, как и в предыдущем опыте, амплитуда получится

больше примерно в 4 и более раз, в зависимости от количества источников. Таким образом, можно делать дистанционные «генераторы давления».

Дополнительно также были обсуждены вопросы отличия синусоидального сигнала от прямоугольного, дающего при разложении дополнительные гармоники, которые портят общую интерференционную картину.

В заключении надо сказать, что и отображение интерференционной картины, и управление генератором путём выбора частоты и формы сигнала осуществлялось при помощи экосистемы *Ecoimpact*.

Вывод

На примере акустических волн учащимся лицея была представлена теория интерференции волн, были использованы и объяснены различные варианты создания интерференционных картин, обсуждены технические трудности в реализации схемы для проведения экспериментов и предложены варианты их решений. Вся работа была оптимизирована под управление экосистемой *Ecoimpact*.

A STATISTICAL APPROACH TO THE RUBBER COMPOUNDING

J. Blagojević[1)], O. Govedarica[1)], M. Jovičić[1)], O. Bera[1)], J. Pavličević[1)], S. Sonja[1)], A.L. Umnov[2)], D. Govedarica[1)]

[1)] University of Novi Sad, Faculty of Technology Novi Sad
[2)] Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod

Abstract

Good selection of components essential for rubber compounding process is important in rubber industry. Rubber blending components, such as rubber process oil, determine behavior of finished products and affect process parameters like rubber hardness and power consumption during the blending. Process oils mostly used in natural rubber compounding are obtained by petroleum refining, but, due new requirements for preservation of the environment and their toxicity, the use of environmentally friendly process oils is in rise. Hempseed oil, as one of environmentally friendly oils, is examined in this paper as rubber process oil, and compared with petroleum-based process oils: residual aromatic extracts, treated residual aromatic extract, and naphthenic oil. Properties of hempseed oil were experimentally determined or calculated and compared with commercially available mineral extender oils. Rubber blending process was performed by internal batch mixer in laboratory, at temperature of 90°C and 60 rpm rotor speed. Voltage and amperage of compounding process were experimentally measured in order to calculate power consumption of rubber compounding effective mixing phase. The rubber hardness was determined according to ISO 7619-1 standard method, using durometer. The aim of this work was to examine the parameters of the rubber blending process through a wide range of properties of rubber process oils, providing the desired rubber hardness and energy consumption. Statistical methods such as linear, multiple variable regression and response surface regression have shown most reliable predictive models for energy consumption and rubber hardness.

1. Introduction

Rubber compounding process is widely used in rubber industry to obtain desired physical/mechanical properties of finished rubber products [1,2]. Proper selection of rubber compounding components and reinforcing materials and their ratio plays an important role in order to obtain finished rubber product that meets customer requirements [3]. Rubber mixing process can be performed by different compounding methods, which depends on quality of rubber, rubber type, process fillers, as well as the choice of vulcanization agent [2,4]. During rubber compounding process, raw rubber is mixed with fillers, rubber process oil and lower amount of additives such as stabilizers, vulcanization agent and antioxidants [2,5,6]. Distribution and amount of fillers and additives usually show the greatest affect od rubber behavior during blending [4].

The rubber process oil improves filler distribution and reduces viscosity of rubber [4]. Addition of rubber process oil decrease cohesive forces between the polymer chains, which leads to the improved chain mobility and improved flexibility of rubber [7].

If selection of rubber process oil is wrong it can cause problems during rubber compounding and prolong rubber production, which leads to inefficient production [3]. Many authors have investigated the effect of rubber process oil properties on rubber compounding

and desired properties of rubber products [5]. In the past, for natural rubber compounding highly aromatic process oils found the widest application, due to their good compatibility with rubber [2,4]. Since European Union in 2010 strictly banned the use of aromatic oils with high content of carcinogenic compounds such as polycyclic aromatic hydrocarbons, other types of oils were intensely investigated [2,4]. Vegetable oils, as environmentally friendly process oils, were investigated as replacement for aromatic mineral oils [8–11]. Hempseed oil, as biodegradable, non-toxic and widely available, is considered as environmentally friendly process oil [12]. Hempseed oil (HSO) produced from industrial hemp (*Cannabis sativa L.*) was used in this paper as process oil for natural rubber compounding**.**

Rubber properties usually show nonlinear behavior which is why different statistical analysis and artificial neural networks were used to create models. With those methods, laboratory testing is mandatory to predict properties of rubber products. The multiple regression method (MRM) is mostly used, for modeling rotational viscosity of asphalt rubber, seismic-isolation systems, decomposition of used tire rubber, etc. [13–15]. Analysis of variance (ANOVA) is also one of methods used for statistical significance of the examined products based on rubber, like mechanical performances of rubber-reinforced composites [13,16]. Response surface methodology (RSM) is used to predict the properties of finished rubber products [17,18]. One of the methods that gives the best predictions, and is widely used are the Artificial neural networks (ANN) [3,10,11]. ANN are reliable for predicting rubber properties due to nonlinear decryption and characteristic like self-adaptation and self-learning [3, 10–13].

ANOVA is widely used to assess variance between the rubber samples, in order to confirm the probability that groups do express the underlying phenomenon or, rather, are caused by normal fluctuations due to sampling [16]. It is common for functions to be adjusted to the data collected to quantify how strong the influence of independent variables, their interactions, and quadratic effects on response variables is [13].

MRM is used for processing the experimental data in rubber compounding [13]. The main idea of regression is to relate a dependent variable (rubber property) to a vector of independent variables (usually these are the compound properties) [14]. For many rubber properties linear regression can provide reliable models [15]. Nonlinear regression is mostly used to obtain empirical models with nonlinear relationships between independent and dependent variables [13,14].

RSM presents a mathematical and statistical technique for modeling and analyzing problems in which the response of interest is influenced by several predictors, and the goal is to optimize that response [18]. In RSM, the first step is to find an appropriate approximation for the true functional relationship between the response and the set of independent variables. Any shape surface, called the response surface, can be adopted to represent the response. A lower-order polynomial is usually used in a region of independent variables [17]. RSM implicit function consists of selected input variables specified by the user, which may prove to be important or sensitive, and important for the stochastic probability of rubber property occurrence [17].

ANN as statistical method consist of simple systems that are inspired by the nervous biological architecture systems [19]. The inputs of the ANN can be: process oil content, relative density, kinematic viscosity, surface tension, mean molecular weight and refractivi-

ty index. Compared to the other statistical methods, the ANN has three basic layers (input, hidden, and output), and the activation function. Many topologies have been tested to find the best representation of ANN, since the results of ANN depend on the assumptions of the initial parameters and the variable number of hidden neurons [11-13].

The aim of this study is to investigate the possibility of application of statistical methods for rubber blending process, to provide control of desired rubber properties and predict rubber compounds characteristics such as hardness and power consumption. For modeling of the rubber compounding process, statistical methods such as linear and nonlinear regression were applied and properties of rubber were calculated based on process oil content and properties.

2. Materials and methods

Materials

Natural rubber (NR) and other materials used as rubber compounds in this study are usually found in rubber industry. Formulation of rubber compounds is given in Table 1, expressed on the basis of a total 100 parts of raw natural rubber (phr). Besides hempseed oil, three environmentally friendly mineral oils were used as process oils for rubber compounding: residual aromatic extract (RAE), treated aromatic extract (TRAE) and naphthenic oil. The experiments were carried out in a broad range of the extender oil concentrations (0–30 phr).

Table 1

Ingredients	phr			
NR	100	100	100	100
Extender oil	0	10	20	30
ZnO	5	5	5	5
Stearic acid	2	2	2	2
Carbon black	30	30	30	30
IPPD	1	1	1	1
CBS	2	2	2	2
Sulphur	2.5	2.5	2.5	2.5

Experimental setup and mixing properties

The experiments were performed by a laboratory internal batch mixer (HAAKE Rheomix 600 with HAAKE Rheocord EU – 5). The mixing temperature and speed were constant at 90°C and 60 rpm, respectively. During rubber mixing phase voltage and amperage were experimentally measured for calculating power consumption.

Properties of hempseed oil and mineral process oils

Rheological performances of hempseed oil and three mineral oils: residual aromatic extract, treated aromatic extract and naphthenic oil were examined. All mineral oils meet the requirements of Regulation (EC), No 1907/2006 (REACH).

The relative density of hempseed oil was determined using Anton Paar density meter 4500 M in a temperature range 20–100°C according to ISO 3675, whereas the kinematic viscosity was determined using Cannon-Fenske viscometer in the same temperature range according to ISO 3104.

Rubber properties

The rubber hardness was measured using a durometer (Shore hardness A), according to ISO 7619 – 1 method.

Power consumption

Power consumption was calculated from measured voltage and amperage during the effective mixing phase in rubber compounding process.

Statistical analysis

Statistical analysis was executed using statistical package TIBCO Software Inc. (2020). Data Science Workbench, version 14.0.0.15 (http://tibco.com).

3. Results and discussion

Process oils used in this paper were examined to determine their impact in rubber compounding process. Figure 1 shows the dependence of kinematic viscosity all investigated process oils in temperature range 20–100°C.

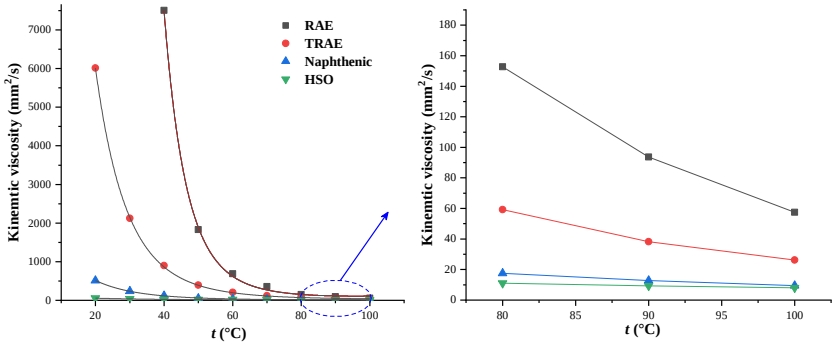


Fig. 1

Kinematic viscosity of all investigated rubber process oils in this study were significantly influenced by temperature below 50°C. The residual aromatic extract RAE exhibits the highest kinematic viscosity in whole range of temperatures. It should be noticed that the region with the lowest kinematic viscosity corresponds to the hempseed oil. Rubber mixing can be performed on lower temperatures with this oil, just like with the naphthenic process oil, since its viscosity is almost independent on temperature. It can be assumed that these two process oils are more resistant to temperature changes during rubber compounding. This also can suggest that dispersion of process oil between the phases will be more effective.

In order to obtain the dependence of the process oils kinematic viscosity on temperature, statistical analysis was applied. Fitting is performed by Levenberg-Marquardt method and the fitting equations are shown in table 2.

Table 2

Extender oil	Fitting equation	*Adj.* R^2
RAE	$\nu = e^{17.15 - 0.2599t + 0.00135t^2}$	0.9994
TRAE	$\nu = e^{11.11 - 0.1321t + 5.835\cdot10^{-4}\cdot t^2}$	0.9999
Naphthenic	$\nu = e^{8.051 - 0.09826t + 3.959\cdot10^{-4}\cdot t^2}$	0.9992
HSO	$\nu = e^{5.043 - 0.05659t + 2.860\cdot10^{-4}\cdot t^2}$	0.9887

Adjusted R^2 value higher than 98% was calculated for all process oils, indicating an adequate fit of the experimental data for each extender oil. They can be used for assessment of the extender oil kinematic viscosities over a wide range of operating temperatures.
The dependence of the rubber hardness (Shore hardness A) on the process oil content is presented in Figure 2.

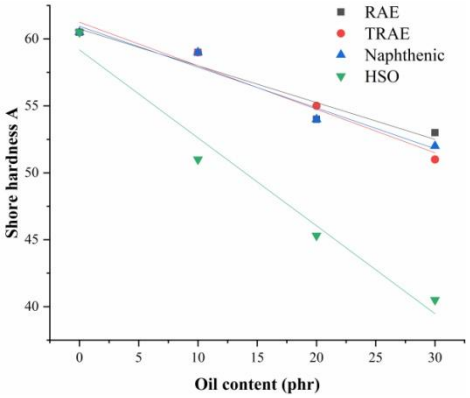


Fig. 2

It is clear that with incorporation of process oil, the rubber hardness linearly decreases. This shows that adding the process oil improves dispersion of fillers, reduces the hardness of rubber and consequently reduces the cost of rubber compounding. Samples which contain hempseed oil exhibited the lowest hardness over the whole range of oil content. In generally, the highest amount of extender oil (30 phr) contributes the softest rubber.

Linear regression was used to confirm the dependence of the shore hardness on oil content. By applying the linear regression analysis the following equations were obtained (Table 3).

Table 3

Extender oil	Fitting equation	*Adj.* R^2
RAE	$Hardness = 60.75 - 0.275 \cdot phr$	0.8940
TRAE	$Hardness = 61.25 - 0.325 \cdot phr$	0.9486
Naphthenic	$Hardness = 60.95 - 0.305 \cdot phr$	0.9329
HSO	$Hardness = 59.18 - 0.657 \cdot phr$	0.9598

All obtained equations indicate an adequate fit of the experimental data for each extender oil. It should be noted that the highest *Adjusted* R^2 of 0.9598 is calculated for hempseed oil.

The dependence of the power consumption during the mixing stage of rubber compounding on the process oil content is shown in Figure 3. Results were fitted using nonlinear, exponential functions.

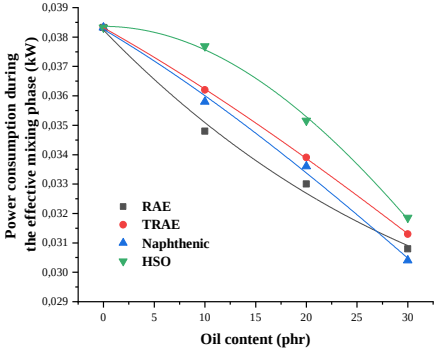


Fig. 3

For all investigated process oils, the power consumption decreases with increase in extender oil content. It is clear that samples with hempseed oil showed the highest power consumption over the whole range of oil content. The results of exponential fitting are given in Table 4.

Table 4

Extender oil	Fitting equation	*Adj.* R^2
RAE	$P = e^{-3.26 - 0.0093 phr + 7.4783 10^{-5} \cdot phr^2}$	0.9801
TRAE	$P = e^{-3.26 - 0.0050 phr - 5.6320 10^{-5} \cdot phr^2}$	0.9998
Naphthenic	$P = e^{-3.26 - 0.00532 phr - 7.5144 10^{-5} \cdot phr^2}$	0.9909
HSO	$P = e^{-3.26 - 3.1244 phr - 2.0727 10^{-5} \cdot phr^2}$	0.9959

There was also examined and influence of kinematic viscosity of all applied process oils on power consumption during rubber mixing (Figure 4).

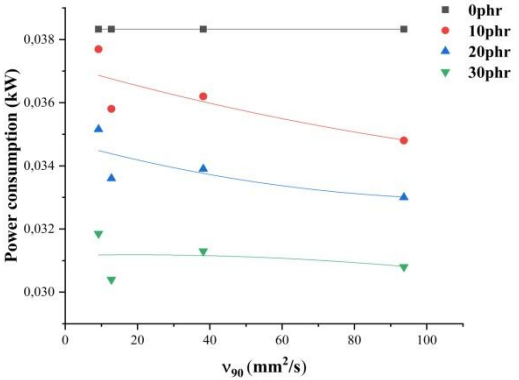


Fig. 4

The dependence of power consumption on kinematic viscosity can be fitted by exponential function with lower value of coefficient of determination. Because of that the dependence of power consumption on kinematic viscosity and content of extender oil is fitted by 3D surface. There is no visible local maximum of power consumption, while the lowest values of power consumption are shown for mineral process oils. It should be noted that amount of rubber process oil exhibited more influence on power consumption than kinematic viscosity. Higher kinematic viscosity process oils have shown better compatibility with natural rubber and they are more suitable component for rubber mixing.

In order to obtain higher calculated R^2 value, fitting is also done using 3D surface response method, Figure 5. The fitting equation for the dependence of power consumption on oil content and kinematic viscosity on 90°C is shown by the following equation:

$$P = 0.0388 - 0.0002 \cdot phr - 1.4925 \cdot 10^{-5} \cdot \nu - 1.575 \cdot 10^{-6} \cdot phr^2 -$$
$$- 6.5557 \cdot 10^{-8} \cdot phr \cdot \nu + 4.2079 \cdot 10^{-8} \cdot \nu^2.$$

Conclusion

The results of this study can help to determine and predict stable mixing parameters, providing the desired power consumption in a wide range of oil properties for the rubber compounding process.

The most obvious findings from this study is that, according to investigated rubber oils with wide range of oil concentration, hempseed oil can be used in rubber industry as reliable process oil for the rubber compounding. Furthermore, the developed statistic models shows a new and reliable possibility of predicting the values of power consumption and rubber hardness, and thus helps to understand the rubber compounding process.

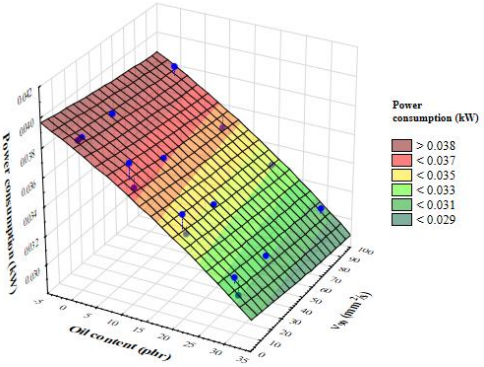


Fig. 5

Acknowledgment

The authors are thankful to the Ministry of Education, Science and Technological Development of the Republic of Serbia for their financial support, Project No. 451-03-68/2022-14/200134.

References

[1] El-Sabbagh S.H., Yehia A.A. // Egyptian Journal of Solids. 2007. Vol. 30, No. 2. P. 157.
[2] Tanrattanakul V., Petchkaew A. // J of Appl Polymer Science. 2006. Vol. 99. P. 127.
[3] Ghaffarian N., Hamedi M. // Intern Journal of Engineering. 2020. Vol. 33, No. 11. P. 2319.
[4] Öter M., Karaagac B., Deniz V. // KGK Kautschuk Gummi Kunststoffe. 2011. Vol. 64, No. 9. P. 48.
[5] Govedarica D., Sovtić N., Bera O., Kojić P., Govedarica O., Jovičić M., Pavličević J. // Applied Solid State Chemistry. 2018. Vol. 1. P. 2.
[6] Dasgupta S., Agrawal S.L., Bandyopadhyay S., Chakraborty S., Mukhopadhyay R., Malkani R.K., Ameta S.C. // Polymer Testing. 2007. Vol. 26, No. 4. P. 489.
[7] Chokanandsombat Y., Sirisinha C. // Polymers & Polymer Composites. 2014. Vol. 22, No. 7. P. 599.
[8] Raju P., Nandanan V., Sunil K.N. Kutty // Progress in Rubber, Plastics and Recycling Technology. 2007. Vol. 23, No. 3. P. 169.
[9] Tardiff J., Flanigan C.M., Beyer L. // Soy-Based Chemical and Materials, ACS Symposium Series. 2014. Vol. 14. P. 315.
[10] Ward A.A., Abd-El-Messieh S.L., Khalaf A.I., El Nashar D.A. // KGK Kautschuk Gummi Kunststoffe. 2019. Vol. 72. P. 36.
[11] Intharapat P., Kongnoo A., Maiwat P. // J of Vinyl and Additive Technology. 2020. Vol. 20. P. 62.
[12] Chandrasekara G., Mahanama M.K., Edirisinghe D.G., Karunanayake L. // Journal of the National Science Foundation of Sri Lanka. 2011. Vol. 39. P. 243.

[13] Specht L.P., Khachaturian O., Brito L.A.T., Ceratti J.A.P. // Materials Research 10 2007. Vol. 10, No.1. P. 69.
[14] Alhamaydeh M.H., Barakat S.A., Abed F.H. // Journal of Civil Engineering and Management. 2013. Vol. 19. P. 665.
[15] Fakhri M., Yousefian F., Amoosoltani E., Aliha M.R.M., Berto F. // Fatigue & Fracture of Engineering Materials & Structures. 2021. Vol. 44. P. 2659.
[16] Signorini C., Nobili A. // Appl in Engineering Science. 2022. Vol. 100077, No. 9. P. 1.
[17] Rezaifar O., Hasanzadeh M., Gholhaki M. // Construction and Building Materials. 2016. Vol. 123. P. 59.
[18] Khuri A.I., Mukhopadhyay S. // WIREs Computational Statistic. 2010. Vol. 2. P. 128.
[19] Karaağaç B., Inal M., Deniz V. // Materials and Design. 2009. Vol. 30. P. 1685.
[20] Wang B., Ma J.H., Wu Y.P. // Materials & Design. 2013. Vol. 49. P. 802.

SPACCEL.RU – ЭФФЕКТИВНЫЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ТРАНСФЕРА ТЕХНОЛОГИЙ

М.Л. Федотов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Проблемы запуска стартапов

Как известно, инновационная деятельность является двигателем развития современной экономики и общества, но без наличия потока стартап-проектов и их высокого качества инновационная деятельность не станет значимым экономическим фактором.

В силу многих причин и особенностей экономики в нашей стране еще не сложилась культура качественной проработки стартап-проекта. Поэтому аналитики отмечают низкую рыночную актуальность потока проектов в РФ. При этом отсутствует один из мощных стимулов формирования качественных стартапов – это недостаточное количество регулярно действующих институциональных инвесторов, настоящих бизнес-ангелов, которые обладают опытом запуска стартапов и имеют развитые связи с технологическими компаниями для быстрого продвижения инновационных продуктов и технологий. Поэтому очень многие начинающие свой бизнес отправляются запускать свой стартап за рубеж.

С другой стороны для потенциальных разработчиков стартапов существует мощный барьер для принятия решения начать свою деятельность из-за слабой осведомлённости о том, как нужно делать стартап. Существует высокая степень неопределенности и непонимания, каким образом можно реализовывать появившиеся идеи технологических проектов. Отсутствуют опробованные методики качественной проработки рыночного стартапа, нет института консультантов, которые могли бы помочь разработчику делать правильные шаги. Да и сама идея создания такого института регулярных консультантов выглядит сомнительной. Разработчику приходится в основном самостоятельно, «с нуля» осваивать школу создания собственного стартапа. Поэтому далеко не многие готовы к такому смелому решению.

Отдельно стоит отметить отсутствие проверенной методики создания и поддержки стартапов в университетах. В России в настоящее время насчитывается 831 технических и 94 классических университета [1], но нет ни одной принятой методики создания стартапа на базе университетского результата интеллектуальной деятельности (РИД), с помощью которой можно было бы выполнить трансфер РИД, найти целевой сегмент, параметры продукта для него и т.д.

Автор предлагает потребителям (разработчикам стартапов, акселераторам университетов) использовать проверенную эффективную методику создания рыночного стартапа – Customer Development (*CustDev*) [2, 3]. Однако для правильного использования метода *CustDev* необходимо потратить определенное время для изучения этого метода и прочитать не одну книгу на эту тему. Далеко не каждый сможет полученные знания систематизировать в стройный алгоритм, чтобы решить для себя задачу построения рыночного стартапа. Кроме того, создание стартапа подразумевает последовательную реализацию цепочки «сегмент – проблема – ценностное предложение – минимально жизнеспособный продукт (MVP)» (сокращенно СПЦМ). Таким образом,

решение предлагается в виде создания Интернет-платформы, где заложена пошаговая инструкция, что нужно сделать и каким образом, чтобы поэтапно проработать бизнес-идею по цепочке СПЦМ, при этом тестируя результаты каждого этапа на потребителях.

Важно, что эта платформа должна предлагать для использования различные знания (технологические и рыночные), которые имеют эксперты. Платформа должна передавать опыт и знания эксперта разработчику, чтобы он использовал их для создания конкурентного рыночного продукта.

Продукт spaccel.ru

Для реализации сформулированной выше идеи автором разработан базовый продукт *spaccel.ru* [4], который позволяет организовать менеджмент знаний по принципу «нужные знания в нужное время». В настоящий момент *spaccel.ru* предлагает начинающему предпринимателю комплекс действий для создания рыночного продукта без участия рыночных и технологических экспертов.

Базовая цифровая Интернет-платформа *spaccel.ru* позволяет выполнять действия по разработке сегмента и востребованного продукта, а также осуществлять поддержку процесса трансфера результатов инновационной деятельности в реальный сектор экономики на всех этапах создания. Для этого реализован следующий функционал для проектанта:

- описание проекта;
- генерация гипотез целевых сегментов;
- подтверждение гипотез целевых сегментов, включая подготовку к интервью и проведение интервью;
- генерация гипотез проблем сегментов;
- подтверждение гипотез проблем сегментов, включая подготовку к интервью и проведение интервью;
- разработка гипотез ценностных предложений;
- подтверждение гипотез ценностных предложений, включая подготовку к интервью и проведение интервью;
- разработка MVP;
- подтверждение MVP;
- генерация бизнес-модели (по Остервальдеру) [5].

Реализованное решение предусматривает организацию многократно повторяемого процесса рыночной проверки гипотез в случае провала сгенерированных гипотез до тех пор, пока разработанные гипотезы не будут отвечать рыночной ситуации или удовлетворять представителей сегмента. С помощью генерации гипотез сегмента, последующего интервью с реальными представителями рынка и анализа полученных данных, которые выполняются по технологии *spaccel.ru*, происходит валидация сегмента. Показан процесс генерации и валидации ценностных предложений, а также список сгенерированных проблем, как результат предыдущего этапа, и этап создания минимального продукта (MVP).

Тестовое и пилотное использование базовой платформы (без экспертов) в нескольких университетах уже показало положительный эффект. Были высказаны пожелания, что для более успешного функционирования продукта необходим модуль

экспертизы. При этом следует отметить, что оригинальная концепция Интернет-платформы *spaccel.ru* для преакселерации и акселерации стартапов создаёт возможность в дальнейшем интегрировать модули экспертизы, запросы предприятий на инновационные продукты (*wish lists*), а также различные сервисы, упрощающие деятельность проектанта на каждом этапе.

Роль трекера

С целью координации и помощи в разработке продуктов проектантам в *spaccel.ru* предложена роль трекера. В университетах нет возможности привлекать консультантов-профессионалов для постоянного консультирования каждого проекта, учитывая тот факт, что одновременно в портфеле проектов могут быть до 80÷100 проектов. Поэтому в *spaccel.ru* предусмотрена роль трекера, который контролирует ограниченный список контрольных точек проекта, причём отведённые ему в *spaccel.ru* функции достаточно просты. Система сопровождения, снабжённая методическими рекомендациями, очень сильно облегчает работу трекера, которому для этой работы достаточно любого высшего образования и здравого смысла. При этом наличие в программном продукте трекера позволяет нивелировать отсутствие достаточного количества консультантов и возможности оплаты их недешевых квалифицированных услуг.

Трекеров отбирает и контролирует их работу администратор платформы. Администратор платформы также имеет свой «личный кабинет», в котором реализован инструментальный спектр его функционала.

Получение информации о проблемах и динамике развития проекта и портфеля в целом осуществляется через систему отчетов, которые формируются автоматически:

- формирование дорожной карты;
- исполнение дорожной карты;
- сводный отчет по состоянию проекта для разработчика;
- сводный отчет по состоянию проекта для трекера;
- сводный отчет по состоянию портфеля (части) проектов для трекера;
- сводный отчет по состоянию портфеля проектов для администратора;
- формы результатов интервью с выводом на почту или на печать в формате pdf;
- список гипотез проблем сегментов, гипотез ценностных предложений, MVP;
- сформированные бизнес-модели (по Остервальдеру);
- структурированные электронные формы для внесения исходной информации на каждом этапе (шаге).

Таким образом, подготовлена среда для разработки и интегрирования сервисов, позволяющая эффективно использовать высококвалифицированную профессиональную составляющую экспертов релевантных сфер деятельности с целью разработки высококонкурентного инновационного рыночного продукта.

[1] https://univer.expert/akademicheskiye-reytingi-vuzov- 2021/rejting-klassicheskih-universitetov-2021/
[2] https://admitad.pro/ru/blog/customer-development-kak-sozdat-vostrebovannyj-produkt
[3] Альварес С. Как создать продукт, который купят. Метод Lean Customer Development. – М.: «Альпина Паблишер», 2019, 300 с.

[4] Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021619781 от 17.06.2021 г. Акселератор стартап проектов spaccel.ru / Федотов М.Л., Гройсман В.Я. – 1 с.
[5] Пинье И, Остервальд А. Построение бизнес-моделей. Настольная книга стратега и новатора. – М.: «Альпина Паблишер», 2020, 288 с.

ПЕРСОНАЛЬНЫЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ СИСТЕМЫ КАК ОСНОВА СЕТЕВЫХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ

А.Л. Умнов[1)], Д.А. Беспалов[2)], М.М. Вялков[3)], А.А. Кирюшин[2)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *ООО «Друг-М»*
[3)] *МГУ им. М.В.Ломоносова*

Настоящий доклад посвящен анализу возможности качественного изменения существующей организации научной и учебной деятельности за счет поддержки этих видов деятельности специальными программно-аппаратными платформами. Подобный подход соответствует тенденциям изменения структуры и деятельности всего общества в целом, которые формируются за счет внедрения цифровых платформ [1].

Современные наука и образование существуют в рамках различных организационных структур, для которых и должны разрабатываться программно-аппаратные платформы, повышающие эффективность их работы. Поскольку основными видами деятельности научных и образовательных организаций являются генерация и распространение знаний, то обоснованным представляется выбор в качестве методологической основы при создании платформы концепции управления знаниями в организации.

Видимо ближе всего к потребностям науки и образования можно считать концепцию, предложенную в [2]. Авторы данной концепции во главу угла в управлении знаниями ставят их генерацию. При этом под знаниями авторы подразумевают комплексную систему, имеющую в своем составе как формальную, так и неформальную составляющие.

Первичным генератором знания, которое при возникновении не является строго формализованным, является человек, занимающийся профессиональной деятельностью. Неформализованные знания интегрированы в картину мира каждого человека, способ его рассуждений, интуицию, основанную на опыте, а также включены в межличностное и групповое общение, благодаря которому копится общая для группы людей информация, возникают и оттачиваются идеи, расставляются акценты, организуется и реализуется совместная деятельность.

Формализованные знания рождаются из неформализованных и фиксируются в монографиях, учебниках, статьях, служебных инструкциях и т. п. Благодаря взаимодействию формализованного и неформализованного знания индивидуума и организации возникает динамическая модель создания организационного знания.

Социальные процессы, происходящие между индивидуумами в ходе создания знаний организации, авторы [2] назвали трансформацией знания. Ими было выделено четыре способа подобной трансформации различных видов знания:

- социализация (из неформализованного в неформализованное знание);
- экстернализация (из неформализованного в формализованное знание);
- комбинация (из формализованного в формализованное знание);
- интернализация (из формализованного в неформализованное знание).

Очевидно, что на настоящий момент любой способ трансформации знания осуществляется действиями конкретных людей при использовании информационных

технологий в качестве вспомогательных инструментов для получения, обработки, хранения, анализа и представления первичных данных, а также их структурированного варианта – информации. Новая осмысленная информация превращается в формализованное знание, занимая свое место в системе знаний также усилиями конкретных людей. Однако именно взаимодействие людей формирует систему коллективного знания.

На настоящий момент, в представлении авторов доклада, не существует единой информационной системы, которая поддерживала бы процесс развития знаний на всем протяжении их от их зарождения до их фиксации и использования, включая все этапы трансформации знаний в обществе.

Исходя из вышеперечисленных установок, можно сделать вывод, что цифровая платформа, обеспечивающая деятельность научных и образовательных организаций должна поддерживать:

- деятельность конкретного человека, генерирующего знания,
- деятельность групп людей, вовлеченных в общий интеллектуальный процесс,
- все перечисленные этапы трансформации знаний, возникающие в процессе социального взаимодействия,
- аккумулирование знаний для человека, организаций, социальных групп и общества в целом,
- процесс использования знаний, применительно к конкретной задаче.

Основываясь на опыте создания платформы для сервисов управления персональными знаниями Alterozoom, а также опыте создания системы поддержки персональных образовательных сред (базирующейся на платформе Alterozoom), полученном в ходе выполнения проекта ECOIMPACT программы ERASMUS+ [3], авторы предлагают описанную ниже концепцию платформы, решающую задачу обеспечения деятельности научных и образовательных организаций, а также групп «знаниевых работников» [4], не привязанных к конкретным организационным структурам.

На уровне отдельного человека платформа должна предоставить пользователю-«знаниевому работнику» инструменты, позволяющие организовать свою персональную информационную среду, в которой:

- в обозримом виде отражается индивидуальный, в том числе и эмоциональный, опыт человека (важно, что на уровне индивидуального опыта нет резкой границы между профессиональной и приватной его частями) – организован управляемый процесс рефлексии;
- собрана необходимая учебная, справочная, рабочая и т.п. внешняя по отношению к индивидуальному опыту, но нужная для деятельности, информация;
- даны поддерживающие продуктивный мыслительный процесс методы организации мышления и организованы механизмы подталкивания к следованию этим методам;
- фиксируется развитие идей в связке с предыдущим опытом и его информационным окружением;
- сформированы интерфейсы прямого (горизонтального) общения с обращением к конкретным людям, группам людей, а также публичного вещания;

- пользователь имеет возможность подключаться к интерфейсам «умных устройств» для их объединения в сложные системы, получения от них данных, а также организации управления ими в ручном и автоматическом режимах;
- имеется большой (легко расширяемый) набор аналитических инструментов для работы с данными и информацией.

Важно, что для освоения персональной информационной среды пользователь не должен обладать навыками профессионального программиста и/или инженера.

Также важно, что персональная информационная среда должна быть построена так, чтобы человек чувствовал себя в ней полным хозяином, т.е. не зависел на личном уровне от централизованных сервисов – мог бы работать в офлайне, режиме децентрализованного или иерархического взаимодействия и режиме использования «облачных» структур, самостоятельно принимая об этом осознанное решение.

Учитывая деление знания на формализованное и неформализованное и процессы преобразования одного вида знания в другое, инструменты взамимодействия между людьми также нужно создавать адаптированными под разные типы контактов – формальных и неформальных.

Создание команд из нескольких участников должно сопровождаться интеграцией индивидуальных информационных систем в ad hoc-структуры (кластеры) под коллективное выполнение конкретных задач.

Интеграция предполагает:

- формирование списков контактов участников кластера с гарантированными по качеству и правам доступа каналами связи между ними,
- распределение ролей (т.е. обязанностей и прав) между участниками кластера с обязательным выделением роли руководителя (координатора),
- создание репозиториев общего контента,
- систем планирования и контроля деятельности каждого участника и т.д.

Унификация базовых возможностей и интерфейсов взаимодействия всех персональных информационных систем при принципиально неограниченном наращивании их дополнительных возможностей и содержащегося в них контента позволяет за счет организации каналов общения, обмена контентом и накопления контента в базах знаний, создавать фрактально организованные структуры со множеством уровней вложенности, последним (базовым) из которых всегда будет оставаться человек.

Исходя из обозначенных требований, можно представить цифровую платформу, поддерживающую деятельность научных и образовательных организаций, как сетевую ad hoc-систему, первичными узлами которой являются персональные информационные среды.

Персональные информационные среды должны иметь возможность на основе взаимной договоренности их владельцев объединяться в кластеры свободной ad hoc-архитектуры или в иерархические структуры по требованию руководителей рабочих групп и организаций.

Предлагаемый вариант платформы может с одной стороны обеспечить высокую гибкость, необходимую для ведения проектной деятельности, а с другой стороны быть интегрированным с формальными бюрократическими структурами организаций, обеспечивающих их целостность.

Для наглядности представления о предлагаемой системе приведем несколько скриншотов интерфейсов персональной информационной среды пользователя, сгенерированных в среде ECOIMPACT, построенной на платформе Alterozoom (см. рис. 1 – рис. 6).

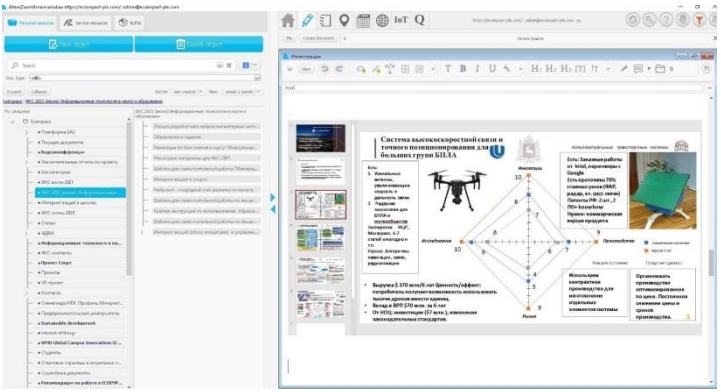


Рис. 1. Система навигации по пользовательским мультимедийным HTML-документам, приписанным к категориям и размеченным метаинформацией (ключевыми словами, временными и географическими метками и т.п.)

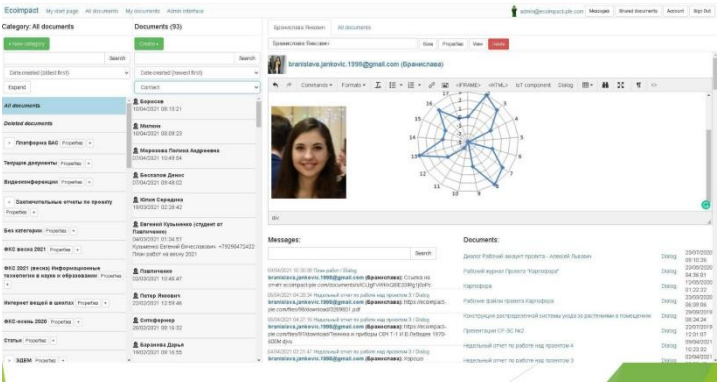


Рис. 2. Контакты: информация о пользователе, каналы связи с ним, совместно используемые документам, обсуждениям этих документов и т.п.

Рис 3. Окна обсуждения рабочих вопросов, т.н. «Диалоги»

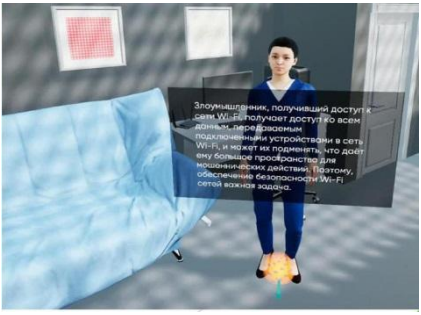


Рис. 4. VR-интерфейсы для общения, обучения и работы

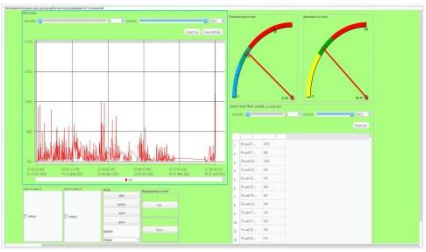


Рис 5. Виртуальная приборная панель для мониторинга и управления «умной средой», окружающей пользователя

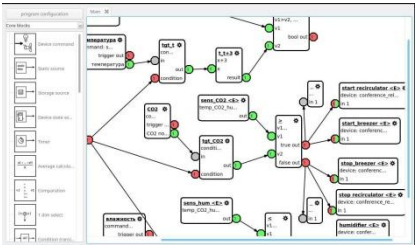


Рис. 6. Визуальная программа для управления реальными и виртуальными объектами

[1] Аузан А.А. // Вестник Московского университета. Серия 6. Экономика. 2019, № 6. С. 12.
[2] Нанака И., Такеучи Х. Компания – создатель знания. – М.: Гардарики, 2007, 312 с.
[3] Umnov A.L., Tyuryakov S., Snizhko S., Stepanenko S., Timofeeva A., Nezhlukchenko T., Bespalov D., Kiryushin A., Podgaiskii E., Kuzmova K., Zilitinkevich S. // WMO Global Campus Innovations Bulletin: WMO Pub. 2020. Vol. IV, ETR-27. P. 3.
[4] Drucker P.F. The Future of Industrial Man. New Brunswick. –London: Transaction Publishers, 2009.

СОЗДАНИЕ ТЕСТОВОЙ ЗОНЫ СИСТЕМЫ «ЭДЕМ» В ТЕХНОПАРКЕ «САРОВ»

А.Л. Умнов[1)], Д.А. Беспалов[2)], И.С. Волгин[2)], А.С. Тимукина[3)]

[1)] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)] *ООО «Друг–М»*
[3)] *АО Технопарк «Саров»*

Пандемия COVID-19 сделала явным множество проблем существующей среды замкнутых помещений (квартир, офисов, торговых центров, ресторанов, отелей и т.п.), в которых люди проводят более 90% времени в обычных условиях и до 100% времени в условиях карантина.

Проблемы эти связаны с плохой (по факту) вентиляцией, приводящей к высоким уровням загрязнения воздуха вредными химическими веществами и патогенными микроорганизмами, с далеким от естественного (природного) интерьерным фоном, вызывающим депрессии, нераспространенностью штатных средств автоматической дезинфекции воздуха и поверхностей, отсутствием объективных средств контроля за состоянием среды, а также рядом других факторов.

Существующие на рынке многочисленные разрозненные климатические приборы (увлажнители воздуха, мойки и другие очистители воздуха, УФ-рециркуляторы, кондиционеры и т.п.) дороги, не предназначены для согласованной работы в едином комплексе и не могут быть применены для массового быстрого внедрения в существующие замкнутые помещения с объективным контролем достигаемого результата, как по экономическим соображениям, так и потому, что в настоящее время отсутствует программная среда, которая позволила бы человеку, не обладающему специальными знаниями, быстро интегрировать эти разнородные приборы в единый комплекс, решающий проблемы конкретного помещения с учётом специфики конкретной эпидемии и требований карантина.

Следует также подчеркнуть, что пандемия COVID-19 выдвинула много новых требований к поведению людей в закрытых помещениях и их личным качествам (соблюдение социальной дистанции, изоляция заболевших, необходимость усиленного соблюдения личной гигиены, психологическая устойчивость к длительному пребыванию в замкнутом пространстве с неизменным интерьером и т.п.).

Проект ЭДЕМ предлагает новый подход к проблемам замкнутых помещений, основанный на создании в этих помещениях управляемой биотехнической среды, которая становится возможной с использованием современных технологий, работающих в составе единого программно-аппаратного комплекса. Концепция программно-аппаратного комплекса для решения задач, подобных рассматриваемым в настоящем докладе, описана в [1].

В основу концепции комплекса положено несколько базовых идей.

1) Внутренняя среда помещений – это сложная биотехническая система, включающая микроорганизмы, высшие растения, животных, людей, системы обогрева, охлаждения и увлажнения воздуха, проветриватели, дезинфекторы и т.п. Биотехнический характер этой системы особенно ярко проявляется в условиях эпидемий, поскольку важными становятся такие процессы, как перенос патогена, тече-

ние инфекционной болезни, влияние на тяжесть течения болезни как физико-химических, так и биологических компонентов биотехнической системы.

2) Физико-химические свойства среды существенным образом влияют на распространение патогена, поэтому они должны как мониторироваться, так и управляться техническими средствами.
3) Управление внутренней средой посещений должно осуществляться в автоматическом режиме (с возможностью перехода в ручной режим) с помощью программно-аппаратных комплексов с учётом требований находящихся в них людей, общих рекомендаций гигиенистов и эпидемиологов, а также с учётом текущей эпидемиологической обстановки.
4) Исходя из устойчивой мировой тенденции перехода к насыщенной растениям среде помещений, программно-аппаратный комплекс должен исходно включать растения как существенную часть внутренней среды замкнутых помещений. При этом растения должны находиться под автоматическим (программируемым) уходом, осуществляемым техническими средствами.
5) Микробиота помещений (её состав, численность и активность) также должна носить контролируемый и управляемый характер [2]. В качестве биологических агентов, управляемым образом воздействующих на микробиоту помещений, можно использовать, например, пробиотики (такие, как сенная палочка), распыляемые в помещениях с помощью увлажнителей.
6) Биологические методы должны формировать базовый уровень свойств внутренней среды замкнутых помещений, технические средства, наряду с архитектурными решениями, должны обеспечивать работу биологических методов, осуществлять быструю подстройку внутренней среды под требуемые значения параметров, а также решать проблемы, которые невозможно решить чисто биологическими методами.
7) Поскольку передача инфекции между людьми зависит от поведения людей, то и поведение людей в помещениях должно мониторироваться и в той или иной мере управляться. Мониторинг поведения людей в помещениях может быть основан, например, на системах видеоаналитики. Для управления поведением людей в помещениях могут использоваться световые барьеры, звуковые и визуальные динамически управляемые системы оповещений, системы замков с RFID идентификацией и динамически изменяющимися кодами доступа к ним и т.п.
8) Распространение эпидемий – это процесс, захватывающий большие массы людей на больших территориях, поэтому комплекс должен иметь, как минимум два уровня иерархии – уровень помещения, в котором непосредственно происходит заражение в результате контакта людей, и уровень социума, по которому распространяется эпидемия. В связи с этим средства мониторинга и управления также должны поддерживать оба уровня. Система должна иметь множество локальных серверов, управляющих внутренней средой локальных помещений и центральный сервер, который собирает большие данные от локальных серверов (о состоянии внутренней среды помещений, погодных условиях, наличии больных и т.п.) и предоставляет инфраструктурные сервисы всем подключенным к нему объектам (контроль работоспособности оборудования, доставка расходных материалов,

регламентное обслуживание и аварийный ремонт, рекомендации по параметрам внутренней среды в условиях конкретной эпидемии и т.п.).

Для проверки идей, заложенных в концепцию системы ЭДЕМ, в Технопарке «Саров» в рамках проекта, поддержанного Научно-образовательным центром Нижегородской области в 2021 г. создана тестовая зона, охватывающая 12 офисных помещений и коридор одного из зданий Технопарка. На рис. 1 показано помещение с фитостенами системы ЭДЕМ. Мониторинг окружающей среды в тестовой зоне осуществляется сенсорными блоками, измеряющими температуру, влажность и давление воздуха в нескольких точках каждого помещения, а также уровень углекислого газа и запыленность (число и разнообразие сенсорных блоков могут быть легко увеличены без перестройки системы).

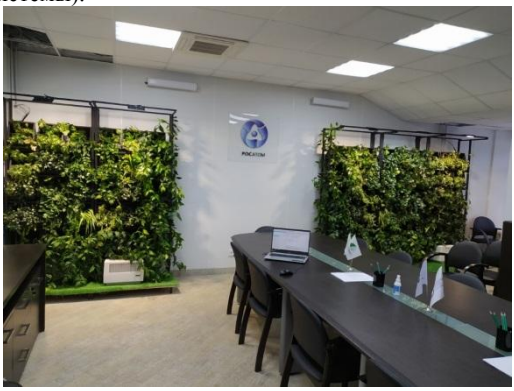


Рис. 1. Фитостены системы ЭДЕМ в переговорной комнате Технопарка «Саров»

Модификация параметров среды осуществляется распределенной сетью традиционных и ультразвуковых увлажнителей (которые наряду с увлажнением воздуха могут распылять пробиотики), системой клапанных проветривателей с рекуператорами, автоматизированными фитостенами, УФ-рециркуляторами и УФ-облучателями. Всего в помещениях тестовой зоны установлено более 80 устройств мониторинга и модификации параметров среды, соединенных с локальным сервером (блоком управления) с помощью WiFi-каналов связи. Локальный сервер через Интернет соединен с центральным сервером системы. Все устройства и сервера работают с использованием программного обеспечения платформы Alterozoom-IoT. Автоматическое управление поведением технических устройств осуществляется с помощью программы на визуальном языке программирования AzVL [3], настройка желаемых параметров микроклимата и их текущий контроль пользователями в каждом помещении – с помощью виртуальных приборных панелей (пример панели показан на рис. 2).

Созданная тестовая зона системы ЭДЕМ продемонстрировала свою полную работоспособность и управляемость. В настоящее время тестовая зона работает в режиме накопления данных, необходимых для оптимизации её аппаратных и программных решений, а также для разработки для неё эффективных алгоритмов управления.

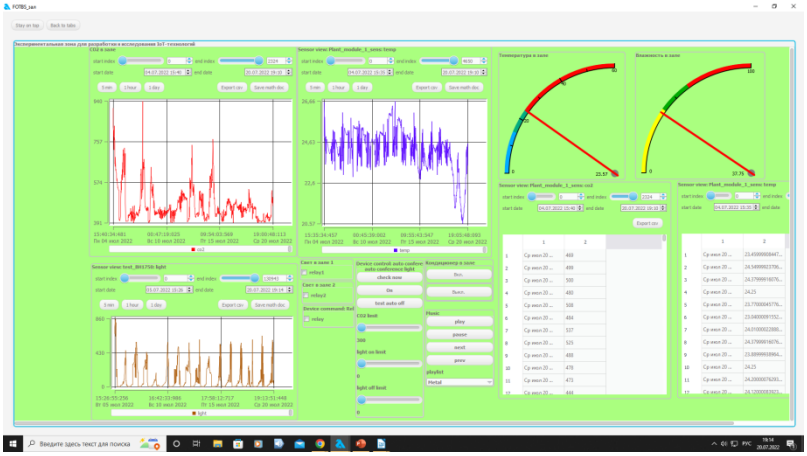


Рис. 2. Пользовательская виртуальная приборная панель системы ЭДЕМ одного из офисных помещений Технопарка «Саров»

Дополнительные материалы по проекту (видеоматериалы и презентация о проекте ЭДЕМ в Технопарке «Саров») можно найти по ссылке [4].

[1] Умнов А.Л., Князев А.В., Благин Р.Д., Беспалов Д.А., Волгин И.С., Говедарица Д., Тараканова А.Е., Янкович Б. // В кн.: Тр. XXIV научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 496.
[2] Horve P.F., Lloyd S., Mhuireach G.A. et al. // J Expo Sci Environ Epidemiol. 2020. Vol. 30, No. 2. P. 219.
[3] Беспалов Д.А., Умнов А.Л. // В кн.: Тр. XXV научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2021. С. 549.
[4] https://ecoimpact-ple.com/en/documents/10215.html.

Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий»

Заседание секции проводилось 13 мая 2022 г.
Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

СОДЕРЖАНИЕ

Пленарное заседание 12.05.2022 ..... **5**
А.В. Клюев Магнитные монополи в спиновом льду 6
Секция «Электродинамика» **11**
А.И. Малеханов, И.П. Смирнов Пространственная обработка сигналов в многомодовых каналах распространения: эффекты априорной неопределенности параметров среды 12
Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин Излучение волн свистового диапазона рамочной антенной с фазированным возбуждением в магнитоактивной плазме 16
Н.В. Введенский, А.А. Романов, А.А. Силаев Детектирование среднего ИК-излучения с использованием генерации высоких гармоник оптических импульсов в газах 20
С.В. Леонов, В.А. Еськин Возбуждение электромагнитных волн заданным сосредоточенным источником при наличии компактного нервного волокна 24
Р. Шахин Zemax-моделирование квантронов мощных твердотельных лазеров с поперечной ламповой накачкой 28
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика» **32**
В.А. Еголин, С.В. Курашкин, А.В. Маругин Визуализация двухмикронного лазерного излучения фторидными стёклами ZBLAN, легированными ионами HO^{3+} 33
С.В. Курашкин, О.В. Мартынова, А.П. Савикин Люминесцентные и лазерные свойства монокристаллического Cr:CdSe, полученного методом термодиффузии 37
Д.А. Нуждин, С.В. Курашкин, А.П. Савикин Cr^{2+}:ZnSe-усилитель для мощных лазеров диапазона 2-3 мкм 41
А.Н. Орлова, С.М. Некоркин, Н.В. Байдусь, К.С. Жидяев, А.Б. Чигинева, И.В. Самарцев Исследование динамических характеристик лазерных диодов с увеличенной активной областью 46
И.В. Самарцев, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, А.В. Здоровейщев, С.М. Планкина, А.В. Рыков Фоточувствительные гетероструктуры, полученные на основе метаморфных буферных слоев на подложке GaAs методом МОГФЭ 49
А.А. Таланова, К.Ю. Павленко Источник УФ-излучения с длиной волны 194 нм на основе безэлектродной лампы с изотопом ртути Hg202 53
Д.Н. Урнов, К.Э. Сумачев, А.П. Савикин Измерение расходимости излучения Tm^{3+}:YAP лазера с помощью ПЗС-Камеры 57
М.В. Вавилов, А.В. Маругин, В.В. Шарков Спектрально-временные характеристики излучения полупроводниковых лазерных структур в бистабильном режиме генерации 60
К.С. Жидяев, С.М. Некоркин, А.Б. Чигинева, Н.В. Байдусь, И.В. Самарцев, А.А. Себина Генератор коротких оптических импульсов на основе гибридного лазера-тиристора с увеличенной активной областью 64
К.В. Кусакина Анализ времени задержки включения квантово-каскадных лазеров под воздействием трапециевидного импульса тока накачки 68
В.О. Рябов, М.В. Волков, Н.Г.Захаров Моделирование оптических неоднородностей в Cr:CdSe лазеров с подвижным активным элементом 72
Н.Г. Захаров, В.И. Лазаренко, Е.В. Салтыков, А.А. Лобанова Лазер на основе Cr^{2+}:CdSe с мощностью непрерывной генерации более 20 Вт 74

Н.Г. Захаров, Р.А. Зорин, В.И. Лазаренко, А.С. Сафронов, К.А. Туляков Снижение порога параметрической генерации при согласовании оптических длин резонаторов накачки и ПГС 77
Секция «Электроника»..... 80
В.В. Бибикова, И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Применение электротепловой модели пробоя вунша-белла-таска к оценке сбоеустойчивости субмикронных интегральных схем..... 81
А.Б. Чигинева, К.С. Жидяев, С.М. Некоркин, Н.В. Байдусь, И.В. Самарцев, В.А. Кукушкин Возможности приборного применения тиристорных A3B5 структур, выращенных методом мос-гидридной эпитаксии..... 85
М.А. Горбачев, А.С. Пузанов Применение нелинейной макромодели к расчету переходных ионизационных процессов в диодных структурах 89
Е.А. Иванова, Д.А. Савинов Магнитная экранировка в сверхпроводниках с неоднородной лондоновской длиной..... 92
И.В. Макарцев, В.А. Беляков, А.Г. Фефелов, С.В. Оболенский, А.Д. Недошивина Разработка усилителя мощности в диапазоне 90-100 ГГц..... 96
В.Н. Мануилов, П.Д. Лихтерова, Е.В. Иляков, И.С. Кулагин, В.Ю. Заславский, М.Ю. Глявин Экранировка магнитного поля в импульстых гиротронах 98
К.А. Насеткин, А.С. Пузанов Комплексный подход к процессу проектирования составных частей радиоэлектронной аппаратуры для повышения стойкости к радиационному воздействию..... 102
А.Д. Недошивина, С.В. Оболенский, И.В. Макарцев Аналитический подход к расчету параметров HEMT транзисторов..... 105
А.А. Потехин Моделирование поведения субнанометровых диодных структур после стабилизации радиационных дефектов..... 109
Д.А. Сидоров, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова Восстановление профиля легирования квантово-размерных структур с учетом ненулевого тока утечки..... 112
С.С. Цветков, Д.А. Савинов Образование локализованных зародышей в сверхпроводниках с модулированной длиной когерентности..... 116
И.Ю. Забавичев Влияние процесса формирования единичного кластера радиационных дефектов на перенос носителей заряда в канале транзисторной структуры 120
К.С. Жидяев, С.М. Некоркин, А.Б. Чигинева, Н.В. Байдусь, И.В. Самарцев, А.И. Терешин, В.А. Токарев, А.В. Крюков, Д.И. Баклашов Низковольтный тиристор на основе GaAs как коммутатор для низкоимпедансной нагрузки 124
Секция «Излучение и распространение радиоволн» 129
Н.В. Бахметьева, Е.Н. Сергеев, И.Н. Жемяков, Е.Е. Калинина Высотные профили температуры нейтральной атмосферы на высотах 90-130 км..... 130
Н.В. Бахметьева, Е.Н. Сергеев, С.М. Грач, Г.Р. Виноградов Особенности развития и релаксации искусственных периодических неоднородностей при воздействии на ионосферу..... 134
Н.В. Бахметьева, Ф.И. Выборнов, Е.Ю. Зыков, А.Ю. Клинов, А.А. Колчев, А.В. Першин, О.А. Шейнер, В.В. Шумаев, А.Г. Чернов Результаты работы среднеширотной сети ЛЧМ станций зондирования ионосферы в 2020-2022 годах ... 138

А.Б. Белецкий, И.Д. Ткачев, С.М. Грач, А.В. Шиндин, И.А. Насыров Оптическое свечение в линии 557,7 нм, обусловленное воздействием стенда СУРА на спорадический слой Е. 142
Ю.И. Белов Измерения полей рассеяния антенной решетки дм диапазона в ее ближней зоне в полубезэховой камере 146
И.Т. Бубукин, И.В. Ракуть, М.И. Агафонов, А.А. Яблоков, А.Л. Панкратов, Т.Ю. Горбунова, Р.В. Горбунов, А.В. Лапинов, Л.Ю. Петров Обобщение опыта длительных измерений атмосферного поглощения в миллиметровом диапазоне длин волн методом разрезов на полигоне "Карадаг" 150
Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов Исследование влияния локальных ионосферных резонаторов на спектральные характеристики магнитного шума на частотах шумановских резонансов 154
К.К. Грехнева, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, В.А. Павлова Макет быстрого ионозонда вертикального зондирования на базе 2-х отладочных плат SDRLAB 122-16 158
Г.И. Григорьев, Н.В. Бахметьева, Е.Е.Калинина Дисперсионное расплывание импульсов АГВ в изотермической атмосфере 162
Ю.К. Легостаева, С.М. Грач, А.В. Шиндин, Е.Н. Сергеев, К.К. Грехнева, В.А. Павлова, В.Р. Хашев, Д.А. Когогин, И.А. Насыров, А.Б. Белецкий Предварительные результаты исследований искусственного оптического свечения ионосферы в линии 630 нм на стенде СУРА в 2021 г. при регистрации в трех приемных пунктах 166
В.А. Павлова, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, К.К. Грехнева Результаты испытаний макета быстрого ионозонда вертикального зондирования 170
О.А. Шейнер, В.М. Фридман Микроволновые предвестники как инструмент распознавания геоэффективных солнечных явлений 174
О.А. Шейнер, Ф.И. Выборнов О влиянии корональных выбросов массы и высокоскоростных потоков солнечного ветра на параметры ионосферы различных широт 179
Д.А. Смирнов, А.С. Моргачев, В.Ф. Мельников Развитие метода автоматизированной радиодиагностики динамики магнитного поля во вспышечных петлях Солнца для применения к многочастотным наблюдениям 183
Ю.В. Токарев, А.В. Шиндин Радиозондирование луны на стенде сура с приёмом прямого сигнала на КА WIND в лагранжевой точке L1 187
В.П. Урядов, Ф.И. Выборнов, А.В. Шиндин, М.Е. Гущин Создание канала КВ радиосвязи через искусственный ионосферный ретранслятор 191
О.Ю. Журавлева, В.А. Яшнов Частотно-селективные экраны на основе периодических структур с фрактальными элементами для защиты информации в локальных беспроводных сетях 195
В.Р. Хашев, С.М. Грач, А.В. Шиндин, Е.Н. Сергеев, И. Хагстрем, Е. Варберг, Ю. Виеринен Предварительные результаты тестового эксперимента по одновременным измерениям искусственного радиоизлучения ионосферы и сигналов радара некогерентного рассеяния на нагревном стенде EISCAT 199
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний» 204
С.С. Абрамов, М.И. Болотов, Л.А. Смирнов Синхронизация внешним периодическим воздействием в системе ансамблей глобально связанных фазовых осцилляторов 205

А.Д. Беспалов, К.Г. Мишагин Расчёт спектральной плотности мощности фазового шума с выделением дискретных спектральных компонент 208
Е. В. Губина, А. С. Киселёва, А. Г. Коротков Исследование модели сосуществования трёх популяций клеток 212
Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко Моделирование спайковых нейронных сетей с учетом двух типов пластичностей 215
К.Г. Мишагин Плавное управление шкалой атомного времени 219
А.А. Злобин, В.В. Клиньшов Макроскопическое описание динамики сети нейронов с различными типами неоднородности 221
М.И. Болотов, Л.А. Смирнов, Г.В. Осипов, А.С. Пиковский Разрушение синхронного режима в цепочке фазовых осцилляторов с дефектом 225
А.А. Сутягин, О.И. Канаков Конкурентный механизм обучения коллективных классификаторо без внешнего сортировщика 227
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение» ... 232
А.К. Бритенков, М.С. Норкин, А.В. Стуленков, Р.В. Травин, С.Б. Захаров Исследование Резонансных характеристик компактных низкочастотных гидроакустических преобразователей сложной формы в воздухе с помощью лазерной виброметрии 233
Т.Д. Князева, Е.Г. Домрачева, В.А. Анфертьев Применение метода терагерцовой спектроскопии высокого разрешения для анализа состава метаболитов тканей лор-органов (аденоидов) 237
А.С. Пруцкова, Д.В. Штарев Анализ целостности сигналов интерфейса памяти DDR4 узла цифровой обработки сигналов 241
К.Н. Пиунов, А.С. Багурин, Ю.А. Белов, Д.А. Пальгуев, О.С. Носкова, Д.А. Васильев, Е.С. Фитасов Экспериментальные исследования по распознаванию воздушных объектов типа «птицы» 245
А.В. Волков Способ параметрической оптимизации нерегулярной импульсной последовательности при обнаружении малоскоростных целей в условиях пассивных помех 249
И.А. Баландин Пути повышения качества обнаружения маломощного излучения радиоэлектронных средств когерентно-импульсного типа 253
Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашников, А.М. Лаврентьев Способ снижения дисперсии ошибок определении пеленга в радиоэлектронных системах с фазированными антенными решетками проходного типа и дополнительными облучателями с цифровым выходом 257
В.В. Насонов Анализ оценки степени когерентности модулированной активной шумовой помехи в РЛС 261
А.И. Майоров, М.Б. Черняева, В.А. Анфертьев Теоретическое и экспериментальное исследование спектра хлороформа в 2-миллиметровом диапазоне длин волн 264
С.А. Разов, В.А. Анфертьев, М.Б. Черняева Моделирование и экспериментальное исследование вращательного спектра этилацетата 268
А.С. Бердышева, В.Н. Бугров Квантование коэффициентов КИХ-фильтра динамическим методом 272

А.С. Синицын, А.А. Адёркина Применение методов машинного обучения для предсказания величины потерь мощности сигнала при распространении в тоннелях метрополитена 276
С.А. Козлов Исследование проекционного метода режекции земного луча при обнаружении низколетящих воздушных целей 280
В.В. Сатаев Дискретный синтез гауссовых селективных фильтров..... 284
Е.В. Леговцова Оценка когерентности пассивных радиолокационных помех 288
О.Е. Кудряшова Интегральные функции распределения собственных чисел выборочной корреляционной матрицы собственного шума элементов антенной решётки..... 293
Секция «Общая физика»..... 298
И.Р. Хайрулин, Е.В. Радионычев, В.А. Антонов Формирование коротких импульсов мёссбауэровского излучения с управляемыми характеристиками в движущемся резонансном ядерном поглотителе 299
Н.А. Михейцев, А.В. Коржиманов Оптимальные параметры для генерации излучения пониженной частоты за счёт эффекта Доплера при отражении интенсивного лазерного излучения от слоя плазмы..... 303
Т.А. Одинцова, А.О. Королева, Е.А. Серов, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков Природа нерезонансного поглощения в газах: обзор недавних результатов 306
Т.А. Одинцова, А.О. Королева, Е.А. Серов, М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, М.Ю. Третьяков Континуальное поглощение CO_2 в мм-диапазоне 310
В.А. Виноградов, К.А. Карпов, М.В. Платонова, А.В. Турлапов Торможение атомов лития-6 в разделенном зеемановском замедлителе 313
А.А. Разова, К.Е. Кудрявцев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, С.В. Морозов Исследование влияния разогрева носителей на стимулированное излучение гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в диапазоне 5–10 мкм 317
Д.А. Войтович, А.В. Коржиманов Оптимизация взаимодействия сверхинтенсивных лазерных импульсов с тонкими мишенями с целью создания комптоновского источника 320
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи» 324
Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов Влияние фазового шума на характеристики систем мобильной связи пятого поколения 325
А.В. Елохин, В.С. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Моделирование физического уровня (PHY layer) в объеме минимальных требований стандарта IEEE 802.11ax 330
Г.А. Ермолаев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Исследование характеристик системы связи 5G NR в восходящем канале связи..... 334
И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина Оценка навигационных параметров множественных источников широкополосного радиоизлучения..... 338
Е.А. Маврычев Кооперативный прием сигналов в децентрализованной сети 341
А.П. Пехтерев, Н.Д. Пирожков, Е.А. Маврычев Обнаружение сигналов методом наименьших квадратов с регуляризацией нормой первого порядка 345
В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Определение пороговых значений решающей статистики при обнаружении источника излучения в ближней зоне линейной антенной решетки..... 349

И.С. Сорокин Оценивание частоты смещения фазоманипулированного сигнала во временной области 353
С.Н. Трушков, В.В. Купцов, О.А. Шмонин, А.О. Кокарев Исследование эффективности работы распределенных антенных систем в целях оценки расстояния между транспортными средствами в сетях 5G V2X 357
А.И. Зворыкин, О.А. Морозов Обнаружение заданных последовательностей в ФМ-сигнале с использованием винеровской фильтрации 361
О.А. Морозов, В.Р. Фидельман, Ю.Е. Чуманкин Алгоритм пассивной моноимпульсной амплитудной пеленгации с использованием оптимизации косинусного рассогласования распределений амплитуд в приёмных каналах 364
Секция «Акустика» 368
В.Е. Назаров, А.Б. Колпаков Нелинейные высокочастотные акустические эффекты в резонаторе из отожженной меди 369
В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко Пилообразные волны в поликристаллических твердых телах с насыщением эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения 373
А.В. Радостин, В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко Однополярные импульсы деформации в средах с гистерезисной нелинейностью и линейной диссипацией 377
М.А. Раевский, В.Г. Бурдуковская Пространственная обработка акустических сигналов в океанических волноводах на фоне шумов ветрового происхождения 381
А.И. Малеханов, А.В. Смирнов Методы пространственной обработки частично-когерентных акустических сигналов с помощью горизонтальной антенны в Подводном канале 385
В.К. Бахтин, М.С. Дерябин, Д.А. Касьянов, С.А. Манаков, Д.Р. Шакуров Высокочастотные колебания буровой колонны. опыт измерения и предварительные результаты 389
В.К. Бахтин, М.С. Дерябин, Д.А. Касьянов Численное моделирование распространения импульсных сигналов в бурильных трубах 393
Д.Е. Балыкин, В.К. Бахтин, М.С. Дерябин, Д.А. Касьянов Создание автоматизированной установки для динамического измерения акустических характеристик среды 397
А.Е. Китаев Отражение акустической волны от движущихся объектов – жесткого полупространства и полупроницаемой плоскости 401
Д.Д. Норкина, А.В. Клемина, В.Ю. Спирина, Т.А. Веселова, В.А. Клемин Исследование процесса оседания эритроцитов в поле стоячей ультразвуковой волны при гипергликемии и гиперхолестеролемии 405
А.И. Хилько, К.А. Сидоров, А.А Антонов, Е.А. Мареев Особенности формирования шумов на выходе вертикальной решетки в случайно-неоднородном волноводе 409
А.А. Антонов, А.Н. Суханов, К.А. Сидоров, А.И. Хилько Разработка, изготовление, методика проверки и контроля низкочастотных гидроакустических излучателей 413
Т.С. Викулова, И.Н. Диденкулов, Н.В. Прончатов-Рубцов Действие радиационной силы на пузырьки в сильных акустических полях 417
Д.В. Сахаров, П.Н. Вьюгин, И.Н. Диденкулов Н.В. Прончатов-Рубцов Экспериментальное исследование поведения газовых пузырьков в проточных акустических резонаторах 421

А.Е. Спивак, С.Н. Гурбатов, И.Ю. Демин Численное моделирование эволюции интенсивных шумовых волн с использованием Быстрого Преобразования Лежандра425
А.А. Лисин, С.Н. Гурбатов, И.Ю. Демин, С.А. Карабасов Численный анализ эволюции широкополосной реактивной струи TUTA для сферической и цилиндрической моделей распространения 427
Е.А. Мищенко, И.Ю. Демин Использование портативного прибора «БодиСоник» для демонстрации возможностей ультразвуковой эхолокации 431
П.М. Синицын, И.Ю. Демин, А.Е. Спивак, В.В. Пыркова , Ю.В. Синицына Исследование характеристик упругости и эхоногенности фантомов с различной концентрацией желатина 434
Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова, И.В. Седунов Особенности решения обратной задачи акустики при определении концентрации дискретных случайных неоднородностей 437
Секция «Математическое моделирование процессов и систем» 440
А.Е. Китаев Плотность функции Лагранжа для уравнения Ламе (и формальный переход к уравнениям Максвелла) 441
М.И. Кривоносов, С.Н. Тихомиров, С.В. Денисов Исследование времени достижения границы в случайных блужданиях на квадратной двумерной решетке, индуцированных игровым конфликтом 445
А.В. Лапинов, И.С. Ундалова Анализ глобального потепления на основе имеющихся метеоданных 449
О.Н. Минаева Минимизация функции потерь благосостояния домохозяйств в динамической стохастической модели общего равновесия 453
З.П. Мишустова, С.В. Казачек, И.Н. Солдатов Влияние движения окружающей газовой среды на распространение волн Лэмба в упругом слое 456
Е.В. Панкратова, В.Б. Казанцев Бифуркационный анализ модифицированной модели SIR-типа 460
С. И. Юрин, В.Б. Казанцев, Е.В. Панкратова Влияние динамики вероятности заражения на уровень заболеваемости коронавирусной инфекцией 462
Секция «Стохастические мультистабильные системы» 466
А.В. Бельтюкова, А.А. Федулина, А.В. Лебедева, М.А. Мищенко, С.А. Герасимова, А.И. Белов, К.Е. Мальцева, А.Н. Михайлов, В.Б. Казанцев Исследование интеграции искусственных адаптивных нейронных сетей с нейрональными сетями гиппокампа мышей 467
С.А. Герасимова, А.В. Лебедева, А.А. Федулина, А.В. Бельтюкова, А.Н. Михайлов Базовые принципы построения связи искусственного и биологического нейрона 471
С.А. Герасимова, А.Г. Коротков, Т.А. Леванова Модель двунаправленного взаимодействия между нейронами посредством мемристивного устройства 473
О.Н. Горшков, Д.О. Филатов, М.Н. Коряжкина, К.П. Петров, В.А. Шишмакова, М.Е. Шенина, И.Н. Антонов, Н.В. Агудов, Б. Спаньоло Влияние параметров внешнего шума на состояние мемристоров на основе $ZrO_2(Y)$ 476
А.В. Клубков, А.А. Дубков, А.А. Харчева Применение внутренних шумов мемристора для решения задач комбинаторной оптимизации 480
В.С. Кочергин, А.В. Клюев, А.В. Якимов, P. Dimitrakis Влияние подслоя SIO_2 на вольтамперные характеристики мемристивных структур на основе SI_3N_4 484

М.Н. Коряжкина, М.А. Рябова, Е.В. Окулич, А.И. Белов, И.Н. Антонов, М.Е. Шенина, С.А. Щаников, А.Н. Михайлов, Д.О. Филатов, О.Н. Горшков, Б. Спаньоло Процессы потенциации и депрессии в мемристивных устройствах на основе $ZrO_2(Y)$ 486
В.И. Лукоянов, А.Н. Михайлов, Д.В. Гусейнов, А.И. Белов, Д.С. Королев, А.Н. Шарапов, М.О. Шамшин, Ю.В. Першин Мемристор как источник энтропии в вероятностных схемах 490
О.В. Маторина, А.В. Клюев, А.В. Якимов Оценка изменений проводимости филамента мемристора, обусловленных диффузией ионов кислорода..... 493
А.Н. Мацукатова, А.В. Емельянов, А.А. Миннеханов, А.Ю. Вдовиченко, В.А. Кулагин, В.А. Демин Мемристоры на основе нанокомпозитного поли(п-ксилилена) в кроссбар архитектуре: характеристики, механизм резистивного переключения, перспективы нейроморфных применений..... 496
А.Н. Михайлов Мемристорный проект ННГУ: принципы организации, результаты и перспективы 500
С.А. Щаников, И.А. Борданов, Е.А. Букварев, В.П. Хранилов, Е.Г. Грязнов, А.Н. Михайлов Высокопроизводительные аппаратные ускорители искусственного интеллекта на базе мемристивных устройств 502
В.А. Шишмакова, М.Н. Коряжкина, Д.О. Филатов, А.С. Новиков, М.Е. Шенина, А.И. Белов, И.Н. Антонов, В.Е. Котомина, А.Н. Михайлов, О.Н. Горшков, Н.В. Агудов, Б. Спаньоло Время релаксации резистивного состояния в мемристивных устройствах на основе $ZrO_2(Y)$ под действием внешнего шума 504
Б.С. Швецов, А.А. Миннеханов, А.В. Емельянов Мемристивные кроссбар структуры на основе парилена с многоуровневым резистивным переключением для нейроморфных вычислений 508
С.В.Стасенко, В.Б. Казанцев Фильтрация сигнала астроцитами в импульсной (спайковой) нейронной сети 511
Д.В. Вржещ, Д.О. Филатов, И.Н. Антонов, В.Е. Котомина, А.А. Дубков, Б. Спаньоло Частотный спектр отклика мемристора на внешний шумовой сигнал 514
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность» 519
А.А. Горбунов, Н.А. Макаров Выявление аномалий сетевого трафика методом циклического анализа временных рядов 520
С.В. Корелов, А.М. Петров, И.Г. Сидоркина, Л.Ю. Ротков Применение весов термов в задаче обнаружения спама с использованием модели электронных писем 522
А.А. Коротышева, С.Н. Жуков Распознавание дорожных ситуаций в режиме реального времени..... 527
С.П. Никитенкова, Е.В. Федорова Спектральный анализ deepfake-изображений..... 530
Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков Перспективы использования методов машинного обучения в задачах типизации сетевого трафика 532
В.Д. Зюзин, А.А. Рябов, М.А. Тетеркин Использование метода множественных стартовых соединений в задаче маскировки VPN-соединения 535
А.А. Рябов, Е.А. Васильева Производительность VPN-соединений 537
Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий» .. 540

Д.А. Пальгуев, А.Б. Борзов, Д.А. Васильев, А.В. Шиндин, С.П. Моисеев, К. Н. Пиунов Результаты имитационного моделирования по объединению локационной информации от разнородных источников по неполным данным 541
Б. Янкович, Д.А. Беспалов Автономный интеллектуальный видеодатчик для распознавания болезней растений 546
А.Г. Завьялов, В.А. Погорелко, А.А. Спирин, Я.К. Цветкова, Н.Б. Шашин Изучение колебательного движения маятника 551
А.Г. Завьялов, В.А. Погорелко, А.А. Спирин, Я.К. Цветкова, Н.Б. Шашин Интерференция звуковых волн 555
J. Blagojević, O. Govedarica, M. Jovičić, O. Bera, J. Pavličević, S. Sonja, A.L. Umnov, D. Govedarica A statistical approach to the rubber compounding 560
М.Л. Федотов Spaccel.ru – эффективный инструмент для трансфера технологий 569
А.Л. Умнов, Д.А. Беспалов, М.М. Вялков, А.А. Кирюшин Персональные информационные системы как основа сетевых информационных систем для науки и образования 573
А.Л. Умнов, Д.А. Беспалов, И.С. Волгин, А.С. Тимукина Создание тестовой зоны системы «ЭДЕМ» в Технопарке «Саров» 578
Содержание 583

Труды
XXVI научной конференции по радиофизике посвященной120-летию М.Т. Греховой

Нижний Новгород, 12 — 27 мая 2022 г.

Отв. редактор В.В. Матросов

Публикуется в авторской редакции

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Электронный формат издания PDF

Адреса электронного ресурса:
http://www.rf.unn.ru/nauka/konferentsii/rf-conf-2022-book/