Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

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

Труды XXIV научной конференции по радиофизике,

посвящённой 75-летию радиофизического факультета

Нижний Новгород, 13 — 31 мая 2020 г.

Нижний Новгород
2020

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, В.Г. Гавриленко, С.Н. Гурбатов, А.А. Дубков, 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 XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета** (Нижний Новгород, 13—31 мая 2020 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2020. – 530 с.

ISBN 978-5-91326-602-6

В сборник включены материалы докладов XXIV научной конференции по радиофизике, проходившей 13—31 мая 2020 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 сотру

дниками, аспирантами и студентами ННГУ, а также сотрудниками научно-исследовательских институтов и высокотехнологичных предприятий Нижнего Новгорода.

Издаётся по решению ученого совета радиофизического факультета ННГУ в рамках реализации Программы развития ННГУ как национального исследовательского университета и Программы повышения конкурентоспособности университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров (Проект 5-100)

ISBN 978-5-91326-602-6

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2020

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings of the XXIV Scientific Conference on Radiophysics devoted to the 75th anniversary of the Radiophysics Faculty

Nizhny Novgorod, May 13-31, 2020

Nizhny Novgorod
2020

Proceedings of the XXIV Scientific Conference on Radiophysics devoted to the 75th Anniversary of the Radiophysics Faculty (Nizhny Novgorod, May 13-31, 2020). Nizhny Novgorod: UNN, 2020. – 530 p.

Editorial Board:
V.V. Matrosov (Editor-in-Chief), O.I. Kanakov (Executive Editor), G.A. Bazhenova (Secretary), M.I. Bakunov, V.G. Gavrilenko, S.N. Gurbatov, A.A. Dubkov, 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 contain the papers presented at the 24th Conference on Radiophysics (May 13-31, 2020, 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 have been 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 and are published in accordance with the program of development of the university as a national research university and the Competitiveness Enhancement Program (the 5-100 Project).

© Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod
(National Research University), 2020

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ САМОСОГЛАСОВАННЫХ СТАЦИОНАРНЫХ ПЛАЗМЕННО-ВОЛНОВЫХ СТРУКТУР, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ ИОНИЗАЦИОННОМ САМОКАНАЛИРОВАНИИ КВАЗИЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН

Е.А. Широков

Институт прикладной физики РАН

Введение

Плазменно-волновой канал представляет собой область с повышенной концентрацией плазмы (плазменный дакт), вытянутую вдоль внешнего магнитного поля. Такой канал создаётся при ударной ионизации нейтрального газа или фоновой плазмы сильным электромагнитным полем излучающей антенны и поддерживается им, т. е. является самосогласованной плазменно-волновой структурой.

Впервые такие дакты были получены в лабораторных условиях [1]. В дальнейшем эксперименты по созданию и изучению таких неоднородностей ставились также в околоземной плазме с помощью антенн, установленных на ракетах [2].

Общая нелинейная теория плазменно-волновых каналов всё ещё не развита, однако были проанализированы отдельные вопросы, касающиеся их структуры и эволюции [3-5]. В данной работе рассматриваются азимутально-симметричные и однородные (вдоль магнитного поля) стационарные плазменно-волновые каналы, формируемые благодаря ионизации в нейтральном фоновом газе, в квазиэлектростатическом приближении в диапазоне частот $\Omega_{\mathrm{LH}}^2 < \omega^2 \ll \omega_{\mathrm{pe}}^2 \ll \omega_{\mathrm{ce}}^2$, где Ω_{LH} – нижняя гибридная частота, ω_{pe} и ω_{ce} – плазменная и циклотронная частоты электронов соответственно.

Исходные уравнения и их анализ

Самосогласованные уравнения для электрического поля и концентрации электронов в ситуации, отвечающей самоканалированию квазиэлектростатических волн благодаря ударной ионизации в нейтральном фоновом газе, в рассматриваемом диапазоне частот в случае слабо ионизованной плазмы имеют вид [3]

$$\frac{d^2\psi}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d\psi}{dr}-\mathcal{E}(1-n)\psi=0, \qquad \frac{d^2n}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{dn}{dr}-n+n|\psi|^{\beta}=0. \tag{1}$$

Здесь $\psi = h\Phi/E_{\mathrm{p}}$ – безразмерная амплитуда электростатического потенциала $\Phi(\rho)\exp(ihz-i\omega t)$, $n = N/N_{\mathrm{c}}$ – безразмерная концентрация плазмы, $r = \rho\sqrt{\nu_{\mathrm{a}}/D_{\perp}}$ – отсчитываемая от оси канала (оси z) безразмерная координата поперёк магнитного поля, $\mathcal{E} = h^2D_{\perp}/\nu_{\mathrm{a}}$, $\beta = 16/3$, h – продольное волновое число, E_{p} – «пробойное» электрическое поле в плазме, N_{c} – критическая концентрация плазмы, ν_{a} – частота диссоциативного прилипания, $D_{\perp}$ – коэффициент поперечной диффузии, в данном случае определяемый столкновениями электронов с нейтральными молекулами. Здесь предполагается, что нагрев электронов является локальным и достаточно быстрым в масштабах характерной длины и времени изменения амплитуды электрического поля соответственно. Это предположение выполняется в широкой области параметров

разряда и позволяет ограничиться электродинамическим аспектом проблемы, не вдаваясь в детали кинетики элементарных процессов.

Будем решать систему уравнений (1) методом Рунге–Кутты. Поскольку слагаемые в левых частях имеют особенность при $r = 0$, для применения численного алгоритма необходимо задать граничные условия не в нуле, а при некотором малом (по сравнению с шагом сетки) радиусе $r = r_0$. Для этого в окрестности нуля, включающей точку $r = r_0$, представим функции $\psi(r)$ и $n(r)$ в виде

$$\psi(r) = \psi_0 - \psi_1 r^2, \qquad n(r) = n_0 - n_1 r^2, \tag{2}$$

что соответствует их максимуму на оси плазменного дакта (предполагается, что $\psi_1 > 0$ и $n_1 > 0$). Тогда граничные условия имеют вид

$$\psi|_{r=r_0} = \psi_0 - \psi_1 r_0^2, \quad n|_{r=r_0} = n_0 - n_1 r_0^2,$$

$$d\psi/dr|_{r=r_0} = -2\psi_1 r_0, \quad dn/dr|_{r=r_0} = -2n_1 r_0. \tag{3}$$

Поскольку в плазме канала концентрация выше критической и электрическое поле больше пробойного, то $\psi_0 > 1$ и $n_0 > 1$. При заданных параметрах ψ_0, n_0 и $\mathcal{E}$ значения ψ_1 и n_1 однозначно определяются путём подстановки выражений (2) в уравнения (1).

Будем искать такие решения системы (1) с граничными условиями (3), которые отвечают локализованному вблизи $r = 0$ плазменно-волновому каналу: соответствующая функция $\psi(r)$ знакопостоянна (по крайней мере, для значений r, превышающих некоторую пороговую величину) и стремится к нулю при $r \to \infty$, а функция $n(r)$ всюду положительна и тоже стремится к нулю при $r \to \infty$.

Результаты расчётов

Расчёты проводились при $n_0 = 2$. Отступ был выбран равным $r_0 = 0{,}001$, а шаг сетки $10r_0$. Для контроля точности расчёты проводились также методом Рунге–Кутты с адаптивным шагом сетки. Параметры $\mathcal{E}$ и ψ_0 при расчётах изменялись, а параметры ψ_1 и n_1 рассчитывались для каждого случая. В соответствии с этим на плоскости $(\mathcal{E}, \psi_0)$ были найдены три области (см. рис. 1), отвечающие различным видам решений: в области *1* при $r \to \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак, а функция $n(r)$ стремится к плюс бесконечности; в области *2* при $r \to \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к минус бесконечности, а функция $n(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак; в области *3* при $r \to \infty$ функция $\psi(r)$ стремится к плюс бесконечности, а функция $n(r)$ стремится к нулю и осциллирует, меняя знак.

Таким образом, во всех трёх областях решения системы уравнений (1) не имеют физического смысла. Поскольку, однако, в соседних областях характер найденных зависимостей (по крайней мере, какой-то одной из них) качественно отличается, то на границах между областями реализуется бифуркационный вид функций $\psi(r)$ и/или $n(r)$. Расчёты показывают, что обе функции положительны и стремятся к нулю при $r \to \infty$ в общей точке всех трёх областей (см. рис. 2, где красная и синяя линии соответствуют функциям $\psi(r)$ и $n(r)$). Ей отвечают примерные значения $\mathcal{E} = 13{,}1$ и $\psi_0 = 1{,}713$, которые соответствуют локализованному вблизи $r = 0$ плазменно-волновому каналу. Особенностью полученного решения является то, что с ростом r потенциал

спадает быстрее концентрации. Кроме того, потенциал (а значит, и квазиэлектростатическое поле) в основном локализован в области, где $n > 1$, или концентрация плазмы больше критической. Это соответствует дисперсионным свойствам квазиэлектростатических волн [6].

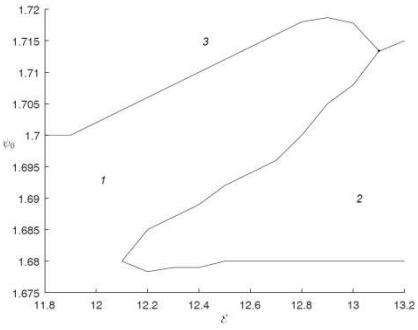


Рис. 1

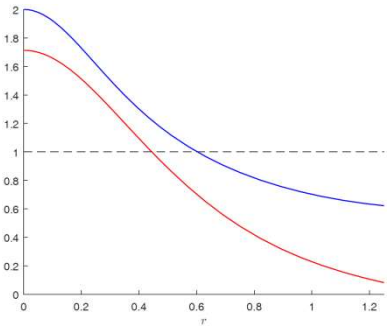


Рис. 2

Заключение

В работе найдено численное решение самосогласованной системы уравнений для электрического поля и концентрации электронов, отвечающее локализованному плазменному дакту, в котором каналируются квазиэлектростатические волны. Численно найдены параметры $\mathcal{E}$ и ψ_0, соответствующие такому решению.

Автор выражает признательность А.В. Кудрину и В.А. Миронову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10528).

[1] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 29, № 11. С. 672.
[2] Агафонов Ю.Н., Бабаев А.П., Бажанов В.С. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 17. С. 1.
[3] Марков Г.А., Миронов В.А., Сергеев А.М., Соколова И.А. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80, № 6. С. 2264.
[4] Кудрин А.В., Курина Л.Е., Петров Е.Ю. // ЖЭТФ. 2001. Т. 119, № 6. С. 1118.
[5] Широков Е.А., Чугунов Ю.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 1. С. 25.
[6] Мареев Е.А., Чугунов Ю.В. Антенны в плазме. – Нижний Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. 231 с.

НЕУСТОЙЧИВОЧТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОНА, ВОЗБУЖДАЕМОГО НА ФРОНТЕ ВОЛНЫ ПРОБОЯ, СОЗДАВАЕМОЙ СФОКУСИРОВАНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ В ПРОЗРАЧНОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В.Б. Гильденбург[1, 2], И.А. Павличенко[1, 2]

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

Поиск механизма, предопределяющего формирование регулярной периодической субволновой структуры внутри твердого прозрачного диэлектрика (плавленого кварца) при его облучении сериями лазерных импульсов [1], продолжает оставаться одной из нерешенных проблем в нанофотонике и физике взаимодействия лазерного излучения с веществом. Наноструктуры, образованные в объеме диэлектрика импульсами фемтосекундной длительности, уже широко используются в различных областях современной наноинженерии и нелинейной оптики (см., например, [2] и цитируемую там литературу). Тем не менее, наглядная физическая модель, объясняющая периодичность плазменно-полевых структур, образующихся при оптическом пробое диэлектрика, и позволяющая рассчитать их наиболее важную характеристику – пространственный период, все еще отсутствует. В настоящей работе показано, что неустойчивость разряда по отношению к возбуждению «внутреннего» поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль фронта волны пробоя, приводит к формированию периодической плазменной решетки, чей период оказывается близким к периоду экспериментально наблюдаемых структур в материале диэлектрика ($\sim(1/3 - 2/3)\lambda_s$, где $\lambda_s = 560$ нм – длина волны в среде).

Используемая в работе физическая модель основана на следующих приближениях. Предполагается, что разряд поддерживается полем ТМ-волны, обладающей единственной поперечной по отношению к направлению распространения (вдоль оси z) компонентой магнитного поля, «распространяющейся» по заданной лучевой трубке с заданной площадью поперечного сечения. В рамках этого приближения, мы получаем возможность описать продольные изменения амплитуды из-за фокусировки лазерного импульса, одновременно отвлекаясь его от крупномасштабной поперечной неоднородности. Фактически рассматриваемая модель описывает эволюцию разряда, создаваемого сфокусированным гауссовым пучком, на его оси симметрии. Как известно, на динамику разряда в плавленом кварце могут оказывать существенное влияние присутствующие в нем сторонние включения, играющие роль очагов первичной ионизации (см., например, [3, 4]). Для качественного описания оптического пробоя такой среды была использована простая модель, в рамках которой предполагается, что ионизация происходит в объеме множества маленьких сфер с пониженным порогом ионизации, размеры и количество которых фиксированы. При таком подходе микроскопически неоднородную среду можно рассматривать как непрерывную гетерогенную среду, эффективная диэлектрическая проницаемость которой ε_{eff} определяется на основании известной теории Максвелла-Гарнетта объемной долей сфер *f*, плотностью плазмы N внутри них и эффективной частотой соударений ν (в расчетах использовались значения параметров $f = 0.3$, $\nu = 0.15\omega$, где $\omega = 2.4 \times 10^{15}$ с$^{-1}$ – частота поля). В уравнении баланса, описывающего эволюцию плотности плазмы, были учте-

ны процессы ионизации (многофотонной и лавинной) и рекомбинации. Кроме того, в это уравнение был введен дополнительный член («шумовой» источник ионизации), предназначенный для моделирования возникновения малых затравочных флуктуаций плотности плазмы, вызванных статистическим разбросом параметров дискретных включений в реальном разряде. Шумовой источник, генерирующий случайное пространственное распределение малых (менее 1%) начальных флуктуаций плотности, был задан как случайный набор достаточно большого числа (~100) синусоидальных гармоник со случайными периодами, фазами и направлениями волновых векторов. Составленная на основании указанных приближений система уравнений решалась численно. Для дополнительного упрощения модели граничные условия по поперечной координате x (сонаправленной с электрическим полем падающего импульса) считались периодическими с общим периодом в несколько длин волн в невозмущенном диэлектрике, значительно превышающим периоды пространственных гармоник возмущений. Фактически описываемая здесь модель является обобщением рассмотренных нами ранее моделей [5, 6], описывающих развитие плазменно-резонансной неустойчивости из единственной синусоидальной субволновой гармоники возмущения на случай, когда его спектр содержит множество произвольных случайных гармоник.

Численное моделирование проводилось при параметрах лазерного импульса, типичных для экспериментов по формированию нанорешеток в объеме плавленого кварца: интенсивность ионизирующего импульса в фокусе $I_{max}{\sim}10^{13} - 10^{14}$ Вт/см^2, фокусное расстояние $l_F{\sim}5.6\lambda_s$ (угол сходимости пучка $\theta = 10°$), длительность импульса $\tau = 100$ фс. Вначале динамика разряда моделировалась в отсутствие флуктуаций. В этом случае общий сценарий развития разряда характеризуется образованием одномерной волны пробоя, которая возникает в области фокуса (расположенного при $z = 0$) и распространяется навстречу падающему импульсу (против оси z). Характер эволюции продольного профиля этой волны и максимальное значение плотности, достигаемое на ее фронте, зависят от интенсивности и значительно изменяются при прохождении через некоторые критические значения $I_1 = 2 \times 10^{13}$ Вт/см^2 и $I_2 = 2 \times 10^{13}$ Вт/см^2. На рис. 1 изображены моментальные снимки безразмерной плотности $n_0(z,t) = N(z,t)/(\varepsilon_s N_c)$ ($\varepsilon_s = 2.1$ – диэлектрическая проницаемость плавленого кварца, N_c – критическая плотность плазмы) в различные моменты времени и для различных значений интенсивности падающего импульса (а) $I_{max} = 1.5 \times 10^{13}$ Вт/см^2, (б) $I_{max} = 4 \times 10^{13}$ Вт/см^2, (в) $I_{max} = 10^{14}$ Вт/см^2. Зеленые, синие, красные и желтые кривые соответствуют последовательным моментам времени (а) $t = 0,\ 19,\ 53,\ 112$ фс, (б) $t = -32,\ -24,\ 18,\ 98$ фс, (в) $t = -56,\ -50,\ -32,\ 75$ фс. Красные кривые отвечают максимальным за время разряда значениям плотности. Лазерный импульс распространяется в направлении z слева направо; его максимум достигает фокуса при $t = 0$. При низких интенсивностях (рис. 1а), то есть при относительно низкой скорости ионизации, плотность плазмы в сферических плазмоидах не успевает достичь за время импульса соответствующего условию $\mathrm{Re}\ \varepsilon_{eff} = 0$ порогового значения концентрации N_{th} (отмеченного на рисунке пунктиром). В области $I_1 < I_{max} < I_2$ (рис. 1б) образуется тонкий (по сравнению с длиной волны) слой с надпороговой плотностью, профиль которого остается практически неизменным в

течение достаточно долгого времени: фактически с момента, когда плотность плазмы преодолевает пороговое значение ($t = -12$ фс, черная кривая), и до окончания процесса ионизации ($t = 70$ фс). Дальнейшее увеличение интенсивности (рис. 1в) снова приводит к расширению профиля плотности и уменьшению его максимума.

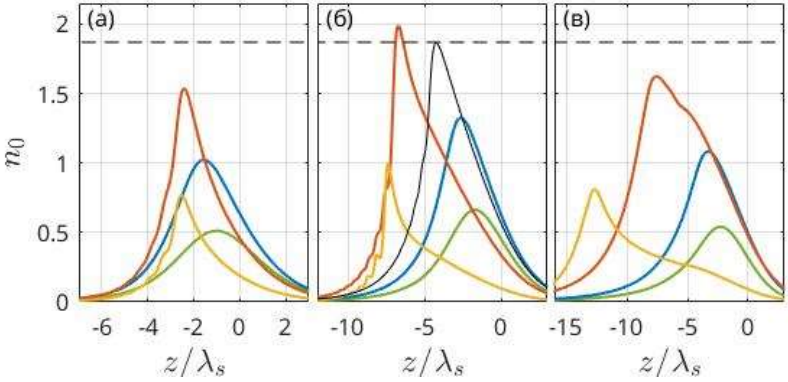


Рис. 1

Пространственно-временная эволюция разряда в присутствии флуктуаций, служащих затравкой для развития неустойчивости, проиллюстрирована здесь при значении интенсивности $I_{max} = 4 \times 10^{13}$ Вт/см^2, лежащего в представляющем наибольший интерес интервале интенсивностей (I_1, I_2), где максимальная плотность плазмы превышает пороговое значение. Отметим, что случайно расположенные плазмоиды на рисунках не показаны. Координаты таких плазмоидов не фигурируют в нашем рассмотрении; их размеры намного меньше характерного масштаба показанных распределений плотности. На рис. 2 изображены пространственные распределения флуктуаций плотности плазмы $\delta n = n - n_0$, демонстрирующие формирование регулярной периодической структуры при переходе плотности через пороговое значение. Панели (а), (б) и (в) отвечают моментам времени $t = -19$, -12 и -5 фс соответственно; черными кривыми показаны границы области, где плотность плазмы превышает пороговое значение. Именно после такого перехода появляется возможность для возбуждения поверхностного плазмона, распространяющегося вдоль границы слоя с надпороговой плотностью плазмы. Появление этого плазмона приводит к резонансному увеличению инкремента неустойчивости той пространственной гармоники возмущения, чей волновой вектор совпадает с волновым вектором плазмона. Как видно из рис. 3, на котором изображена дальнейшая эволюция плотности плазмы в разряде ((а) $t = -5$ фс, (б) $t = -18$ фс, (в) $t = 45$ фс) быстрый рост выделенной гармоники приводит к сильному гофрированию фронта волны пробоя с периодом, равным длине волны плазмона $\sim 0.67\lambda_s$; из-за сильной модуляции амплитуды поля (и, следовательно, скорости ионизации) вдоль фронта разряд распадается на отдельные слои с надпороговой плотностью. Образуется контрастная периодическая структура, которая, по-видимому, и является первопричиной возникновения нанорешеток в объеме плавленого кварца.

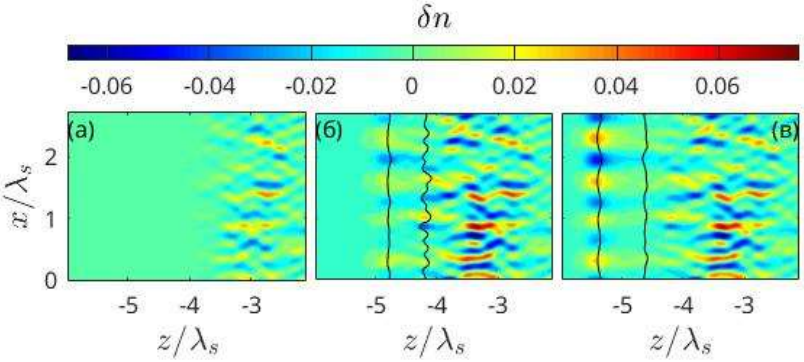


Рис. 2

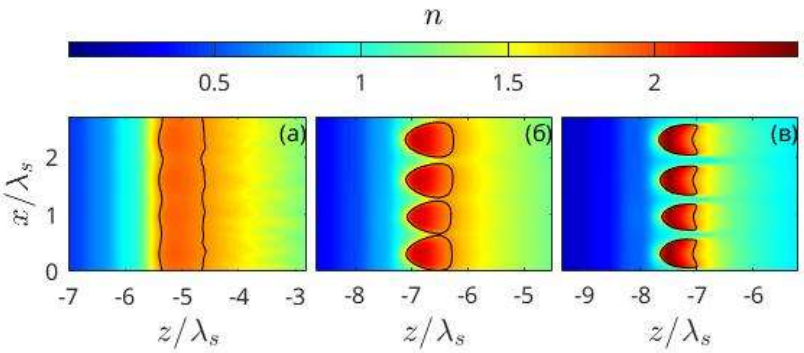


Рис.3

[1] Shimotsuma Y., Kazansky P.G., Qiu, J., Hirao K. // Phys. Rev. Lett. 2003. Vol. 91. P. 247405.
[2] Zhang B., Liu X., Qiu J. // J. Materiomics. 2019. Vol. 5. P. 1.
[3] Buschlinger R., Nolte S., Peschel U. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 184306.
[4] Rudenko A., Colombier J.-P., Itina T.E. // Phys. Rev. B. 2016, Vol. 93. P. 075427.
[5] Gildenburg V.B., Pavlichenko I.A. // Opt. Lett. 2019. Vol. 44. P. 2534.
[6] Gildenburg V.B., Pavlichenko I.A., Smirnova D.A. // Phys. Plasmas. 2019. Vol. 26. P. 094502.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ГАЗОВ ТРЕХЦВЕТНЫМИ ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

И.В. Осовицкая[1, 2], В.А. Костин[1, 2], Н.В. Введенский[1, 2]

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

Методы генерации терагерцового излучения, основанные на ионизации газов интенсивными фемтосекундными оптическими импульсами, позволяют получать мощные сверхширокополосные импульсы, спектр которых простирается от единиц терагерц до нескольких десятков терагерц [1, 2]. Как правило, эти лазерно-плазменные методы реализуются с использованием бихроматических ионизующих импульсов, содержащих поле на основной частоте и его вторую гармонику. Одной из ключевых проблем в исследованиях генерации терагерцовых импульсов является поиск способов увеличения эффективности и яркости соответствующих источников терагерцового излучения за счет изменения свойств ионизируемой среды или параметров самих ионизирующих импульсов [1–6]. Последнее включает использование многоцветных (в частности, трехцветных) импульсов [4–6]. В настоящей работе мы представляем результаты исследования процессов генерации терагерцового излучения при ионизации газа трехцветными бесселевыми пучками, содержащими основное поле и его вторую и третью гармоники.

Для расчета параметров генерируемого терагерцового излучения используется двухстадийный подход [7–9], исходящий из малости характерной частоты f_{THz} генерируемого терагерцового излучения по сравнению с обратной длительностью ионизующего импульса $1/\tau$: $f_{\mathrm{THz}}\tau \ll 1$. На первой короткой (фемтосекундной) стадии оптический импульс ионизует частицы газа и возбуждает в возникающей плазме электронные токи. На второй, более продолжительной (пикосекундной) стадии происходит самосогласованная эволюция этих электронных токов вместе с создаваемыми ими полями на терагерцовых частотах. Такое разделение позволяет на первой стадии пренебречь собственными (низкочастотными) плазменными полями и считать электрическое и магнитное поля заданными, а на второй стадии — считать поля и токи достаточно слабыми и пренебречь нелинейными слагаемыми в уравнении для электронного тока.

На первой стадии решаются уравнения для плотности плазмы $N(\mathbf{r}, \mathrm{t})$ и плотности электронного тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, \mathrm{t})$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_m - N)w(|\mathbf{E}|), \tag{1}$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{Ne^2}{m}\mathbf{E}, \tag{2}$$

где e — элементарный заряд, m — масса электрона, c — скорость света, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ — электрическое и магнитное поля, N_m — начальная плотность нейтральных частиц, $w(|\mathbf{E}|)$ — вероятность ионизации в единицу времени. В численных расчетах используется эмпирическая формула для атома водорода [10]

$$w(|\mathbf{E}|) = 4\omega_a \left(\frac{E_a}{|\mathbf{E}|}\right) \exp\left(-\frac{2}{3}\frac{E_a}{|\mathbf{E}|} - 12\frac{|\mathbf{E}|}{E_a}\right),$$

где $\omega_a \approx 4.13 \cdot 10^{16}$ с$^{-1}$ и $E_a \approx 5.14 \cdot 10^9$ В/см — атомные единицы частоты и поля.

При решении системы уравнений (1) и (2) на первой стадии поля **E** и **B** считаются заданными и равными полям в трехцветном оптическом бесселевом пучке, определяемом магнитным вектором Герца

$$\mathbf{\Pi}^m = \hat{\mathbf{y}} \int_{-\infty}^{\infty} A_\omega J_0(k_\perp r) e^{-i\omega\xi} \frac{d\omega}{2\pi},$$

где θ — угол фокусировки бесселева пучка, $k_\perp = \sin\theta\, \omega/c$ — поперечное волновое число, $\xi = t - z/V$ — бегущее время, $V = c/\cos\theta$ — фазовая скорость, r — расстояние до оси пучка (оси z декартовой и цилиндрической системы координат), J_0 — функция Бесселя нулевого порядка, $\hat{\mathbf{y}}$ — единичный вектор, направленный вдоль оси y, функция A_ω является Фурье-спектром компоненты вектора Герца на оси пучка и задает временной профиль ионизующего импульса. При этом энергия ионизующего импульса W_L, приходящаяся на единицу длины вдоль оси z, выражается через A_ω как

$$W_L = \frac{1 + \cos^2\theta}{8\pi^2 c^2} \int_0^{\infty} \omega^3 |A_\omega|^2 d\omega.$$

В численных расчетах выбирается временной профиль трехцветного импульса с компактным носителем $[-2\tau, 0]$,

$$\Pi_y^m = \begin{cases} -\dfrac{\sqrt{8\pi c^3 I_0}}{\omega_0^2 \cos^2\theta} \sin^4\left(\dfrac{\pi\xi}{2\tau}\right) \displaystyle\sum_{k=1}^{3} \frac{\alpha_k}{k^2} \cos(k\omega_0\xi + \psi_k) & \text{при } |\xi + \tau| < \tau, \\ 0 & \text{при } |\xi + \tau| \geq \tau, \end{cases}$$

где ω_0 — частота основной гармоники (соответствует длине волны $2\pi c/\omega_0 = 800$ нм в численных расчетах), I_0 — максимальная интенсивность поля основной гармоники ($k = 1$), α_k — отношение амплитуд напряженности электрического поля k-й и основной гармоник, ψ_k — абсолютная фаза k-й гармоники.

При достаточно малых углах фокусировки θ пространственное распределение плотности плазмы слабо зависит от азимутального угла φ и этой зависимостью можно пренебречь. Таким образом, плотность тока имеет дипольную структуру по φ так же, как и ионизующее поле. В результате численного интегрирования системы уравнений (1) и (2) внутри цилиндрической области $r < a = \mu_0 c/\omega_0 \sin\theta$ находятся распределение плотности плазмы к моменту окончания импульса $\mathcal{N}(r) = N(r, \varphi = \pi/4, \xi = 0)$ и распределение остаточной плотности тока $\mathbf{J}(r, \varphi) = \mathbf{j}(r, \varphi, \xi = 0)$; здесь $\mu_0 \approx 2.405$ — первый ноль J_0. Эти распределения используются как параметры и начальные условия для второй стадии, где решаются уравнения Максвелла совместно с линейными уравнениями для плотности электронного тока в холодной столкновительной плазме:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial \xi}, \qquad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial \xi} + \frac{4\pi}{c}\mathbf{j},$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial \xi} + \nu \mathbf{j} = \frac{\omega_p^2}{4\pi}\mathbf{E},$$

где $\omega_p(r) = \sqrt{4\pi \mathcal{N}(r) e^2/m}$ — плазменная частота, ν — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами (равная $5 \cdot 10^{12}\ \text{с}^{-1}$ в численных расчетах). Для полей ставятся нулевые начальные условия $\mathbf{E}|_{\xi=0} = 0$ и $\mathbf{B}|_{\xi=0} = 0$. На границе $r = a$ расчетной области ставятся условия излучения в предположении, что вне области плазма отсутствует: $N(r > a) \equiv 0$. Получившаяся начальная задача посредством преобразования Лапласа по ξ сводится к краевой задаче для лапласовских изображений $\tilde{E}_z(r,p)\cos\varphi$ и $\tilde{B}_z(r,p)\sin\varphi$ продольного электрического и магнитного полей, где p — лапласовская переменная. Решение этой краевой задачи при $r = a$ позволяет рассчитать излученную на бесконечность энергию W_{rad} в терагерцовом диапазоне частот f на единицу длины вдоль оси z, а также ее спектральную плотность $w_{\text{rad}}(f)$: $W_{\text{rad}} = \int_0^{f_{\max}} w_{\text{rad}}(f)df$. Здесь $f_{\max}$ — верхняя граница интересующего частотного диапазона (20 ТГц в расчетах),

$$w_{\text{rad}}(f) = \frac{c^2}{8f\sin^2\theta} \frac{\left|\tilde{E}_z(a,p)\right|^2 + \left|\tilde{B}_z(a,p)\right|^2}{|K_1(\sin\theta\, pa/c)|^2}\Bigg|_{p=-2\pi i f+0},$$

где K_1 — функция Макдональда первого порядка.

Описанные выше уравнения решались численно для начальной плотности нейтральных частиц $N_m = 3 \cdot 10^{17}\ \text{см}^{-3}$, угла фокусировки $\theta = 10°$ в широком диапазоне длительностей ионизующего импульса $30\ \text{фс} \le \tau_p = \left[4\arcsin\left(2^{-1/8}\right)/\pi\right]\tau \le 200\ \text{фс}$ и интенсивностей основной гармоники $10^{14}\ \text{Вт/см}^2 \le I_0 \le 5 \cdot 10^{14}\ \text{Вт/см}^2$ при разных $\alpha_{2,3} \le 1$, $\psi_1 = 0$. Достигаемое к моменту окончания импульса распределение плотности плазмы $\mathcal{N}(r)$ может сильно зависеть от ψ_2 и ψ_3, что иллюстрирует рис. 1, где показаны поперечные распределения финальной степени ионизации $\mathcal{N}(r)/N_m$ для $\tau_p = 35$ фс, $I_0 = 10^{14}$ Вт/см^2, $\alpha_2 = 1/\sqrt{10}$, $\alpha_3 = 1/5$, сплошная кривая соответствует значениям $\psi_2 = 2.5$, $\psi_3 = 0$, пунктирная — $\psi_2 = 0.8$, $\psi_3 = 3.8$. На рис. 2 изображены соответствующие этим же параметрам спектральные плотности энергии $w_{\text{rad}}(f)$. Как видно, форма терагерцового спектра (центральная частота и ширина) также зависят от ψ_2 и ψ_3. Таким образом, возможно управление спектром и волновой формой генерируемого излучения посредством изменения фазовой структуры ионизующего трехцветного импульса, что открывает новые пути для создания мощных частотно-перестраиваемых терагерцовых источников на основе лазерно-плазменных методов.

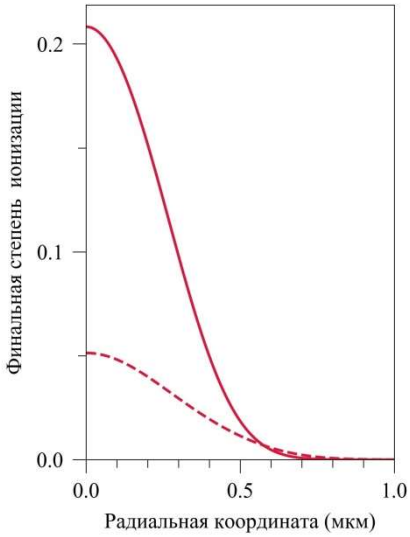


Рис. 1

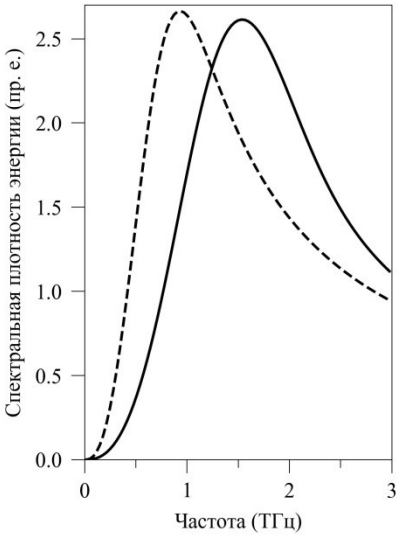


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-01150 и 20-32-70213) и фонда «Базис» (грант № 19-1-2-52-1).

[1] Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Yu., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. // Nature Commun. 2020. Vol. 11. P. 292.
[2] Clough B., Dai J., Zhang X.-C. // Mater. Today. 2012. Vol. 15. P. 50.
[3] González de Alaiza Martínez P., Babushkin I., Bergé L., Skupin S., Cabrera-Granado E., Köhler C., Morgner U., Husakou A., Herrmann J. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 183901.
[4] Rodriguez G., Dakovski G.L. // Opt. Express. 2010. Vol. 18. P. 15130.
[5] Lu C., Zhang C., Zhang L., Wang X., Zhang S. // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 96. P. 053402.
[6] Vaičaitis V., Balachninaitė O., Morgner U., Babushkin I. // J. Appl. Phys. 2019. Vol. 125. P. 173103.
[7] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 245002.
[8] Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // Opt. Lett. 2010. Vol. 35. P. 247.
[9] Osovitskaya I.V., Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // EPJ Web of Conferences. 2018. Vol. 195. P. 03007.
[10] Tong X.M., Lin C.D. // J. Phys. B. 2005. Vol. 38. P. 2593.

ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОЦВЕТНЫХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ

И.Д. Ларюшин[1, 2)], В.А. Костин[1, 2)], Н.В. Введенский[1, 2)]

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

Лазерно-плазменные методы генерации терагерцового (ТГц) излучения позволяют получать мощные сверхширокополосные импульсы, спектр которых простирается от нескольких ТГц до нескольких десятков ТГц [1, 2]. Использование таких ТГц-импульсов существенно расширяет возможности спектроскопии и диагностики различных материалов и сред по сравнению с ТГц-импульсами, получаемыми другими методами [3]. Одной из ключевых проблем в исследованиях генерации ТГц-импульсов является поиск способов увеличения эффективности и яркости соответствующих источников ТГц-излучения за счёт изменения свойств ионизируемой среды или параметров самих ионизирующих импульсов [2, 4, 5]. Последнее включает использование многоцветных импульсов [4, 5] вместо традиционно используемых двухцветных. В работе [4] в условиях сравнительно невысоких значений интенсивностей ионизирующих импульсов, когда эффекты истощения нейтральных частиц не столь существенны, было получено, что последовательное добавление гармоник к основному полю значительно увеличивает плотность тока в образующейся плазме, отвечающего за генерацию ТГц-излучения. Однако важный вопрос о том, какие значения плотности ТГц-тока могут быть достигнуты при использовании более интенсивных многоцветных ионизирующих импульсов, соответствующих высоким значениям степени ионизации образующейся плазмы, до сих пор остается открытым.

В настоящей работе мы исследуем, как истощение нейтральных частиц ограничивает рост плотности ТГц-тока и, соответственно, возможности повышения яркости основанных на ионизации ТГц-источников за счет оптимизации волновой формы и интенсивности ионизирующих импульсов. Мы впервые находим плотность тока насыщения и отвечающую ей волновую форму ионизирующего импульса, позволяющую определить, в частности, оптимальные соотношения между амплитудами гармоник, образующих многоцветный ионизирующий импульс.

Энергия собственных плазменных колебаний, возникающих после прохождения ионизирующего импульса через среду, пропорциональна квадрату остаточной плотности тока (ОПТ) свободных электронов, возбуждаемой лазерным полем [6]. Для расчета ОПТ, возникающей в плазме после прохождения ионизирующего импульса с напряженностью электрического поля $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{x_0}E$, где $\boldsymbol{x_0}$ — единичный вектор вдоль оси x, мы используем уравнение [4, 6]

$$J_x = \frac{e^2 N_m}{m} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \sigma E dt = \frac{e^2 N_m}{m} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} \dot{\sigma} a dt. \qquad (1)$$

Здесь $a = -\int_{-\infty}^{t} E(t')dt'$, e, m – заряд и масса электрона, N_m – начальная концентрация нейтральных частиц, σ – степень ионизации газа, рассчитываемая из уравнения

$$\dot{\sigma} = (1 - \sigma) w(|E|), \qquad (2)$$

где $w(|E|)$ – вероятность ионизации в единицу времени под действием поля с напряженностью E. Мы рассматриваем лазерные импульсы в виде последовательного набора гармоник частоты $\omega_1 = 2\pi/T$, где T – период основной компоненты. Мы нашли аналитически максимальную ОПТ и отвечающее ей оптимальное поле $E_{\text{opt}}(t)$, такое, что $E_{\text{opt}}\left(|t| > \frac{T}{2}\right) = 0$, $\int_{-T/2}^{T/2} E_{\text{opt}}(t)dt = 0$ и $\int_{-T/2}^{T/2} dt \int_{-T/2}^{t} E_{\text{opt}}(t')dt' = 0$ при фиксированных T и конечной степени ионизации $\sigma_T = \sigma(T/2)$. Для аппроксимации вероятности ионизации степенной функцией $w(|E|) = C|E|^n$ при условии $n \gg 1$ выражение для оптимального поля принимает вид

$$E_{\text{opt}}(t) \approx \left(\frac{\sigma_T(1/|u| - 1)}{nCT}\right)^{\frac{1}{n}} \text{sign}(u), \tag{3}$$

где $u = 2\{t/T + 3/4\} - 1$, фигурные скобки обозначают дробную часть. Для произвольной зависимости вероятности ионизации от E выражение (3) также хорошо аппроксимирует оптимальное поле при использовании эффективного показателя степени $n = n_0\left(E_{\text{opt}}(t = 0)\right)$, где $n_0(E) = Ew'(E)/w(E)$. При конечном числе цветов оптимальные отношения амплитуд компонент многоцветного импульса оказываются близкими к отношениям в конечном наборе коэффициентов разложения оптимального поля (3) в ряд Фурье. Для вероятности ионизации, задаваемой формулой [7, 8]

$$w(|E|) = \begin{cases} 4\omega_a\kappa^5 \dfrac{E_a}{|E|}\, exp\left(-\dfrac{2\kappa^3}{3|E|}\right), |E| < E', \\ 2.4\omega_a \dfrac{E^2}{\kappa^4 E_a^2}, |E| \geq E', \end{cases} \tag{4}$$

где $\kappa = \sqrt{U_i/U_H}$, U_i – потенциал ионизации газа, $U_H = 13.6$ эВ – потенциал ионизации водорода, $\omega_a \approx 4.13 \times 10^{16}$ с$^{-1}$ – атомная единица частоты, $E_a \approx 5.14 \times 10^9$ В/см – атомная единица напряженности электрического поля, $E' \approx 0.084\kappa^3 E_a$, и для гауссовых огибающих компонент поля

$$E(t) = exp\left(-ln\,4\frac{t^2}{\tau_p^2}\right)\sum_{s=1}^{K} E_s sin(s\omega_1 t + \varphi), \tag{5}$$

где E_s – максимальная амплитуда гармоники с номером s, мы находим максимальную остаточную плотность тока, производимую импульсом с K цветов, периодом T и длительностью τ_p в газе с потенциалом ионизации U_i:

$$J_K = 160\left(1 - \frac{1}{K}\right)^2 \frac{U_i[\text{эВ}]N_m[10^{19}\text{см}^{-3}]\lambda_1[\text{мкм}]}{\Lambda + 1.5ln(2\Lambda/3)} \frac{\text{МА}}{\text{см}^2}, \tag{6}$$

где $\Lambda = \ln\left(20\, U_i[\text{эВ}]\tau_p[\text{фс}]\right)$, λ_1 – длина волны основной гармоники.

Результаты численных расчетов J_K и их сопоставление с аналитической формулой (6) представлены на рис. 1. Различные маркеры отвечают различным длительностям τ_p ионизирующих импульсов и различным газам: водороду H с потенциалом ионизации U_H и аргону Ar с потенциалом ионизации $U_i = 15.76$ эВ, пунктирные кривые построены по аналитической формуле (6). Как видно, формула (6) хорошо описывает рост J_K с увеличением K (и его насыщение при $K \gg 1$), а также с увеличением U_i и уменьшением τ_p, демонстрируя отличное согласие с результатами численных расчетов в рассмотренном диапазоне параметров.

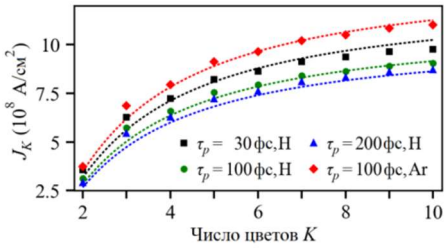


Рис. 1

Основные результаты работы состоят в следующем. Определены оптимальные отношения амплитуд компонент многоцветного ионизирующего импульса, состоящего из конечного набора гармоник основного поля, соответствующие максимально возможной амплитуде генерируемых терагерцовых колебаний. Показано, что зависимость терагерцовой амплитуды от числа гармоник насыщается, при этом использование только второй гармоники при оптимальных отношениях амплитуд производит терагерцовый выход примерно на порядок меньший максимального, а использование первых пяти гармоник позволяет получать выход примерно в 2 раза меньший максимального. Максимальная терагерцовая амплитуда прямо пропорциональна длине волны основной компоненты импульса, а также логарифмически медленно убывает с ростом длительности импульса.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-01150 и № 20-32-70213).

[1] Oh T.I., Yoo Y.J., You Y.S., Kim K.Y. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105. P. 041103.
[2] Koulouklidis A.D., Gollner C., Shumakova V., Fedorov V.Y., Pugžlys A., Baltuška A., Tzortzakis S. // Nature Commun. 2020. Vol. 11. P. 292.
[3] Zhang X.C., Shkurinov A., Zhang Y. // Nature Photon. 2017. Vol. 11. P. 16.
[4] González de Alaiza Martínez P., Babushkin I., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 183901.
[5] Lu C., Zhang C., Zhang L., Wang X., et al. // Phys. Rev. A. 2017. Vol. 96. P. 053402.
[6] Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 035003.
[7] Bauer D., Mulser P. // Phys. Rev. A. 1999. Vol. 59. P. 569.
[8] Wu H.-C., Meyer-ter-Vehn J., Sheng Z.-M. // New J. Phys. 2008. Vol. 10. P. 043001.

МНОГОЭЛЕКТРОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КСЕНОНЕ

А.А. Романов[1, 2], А.А. Силаев[1, 2], Т.С. Саранцева[3], М.В. Фролов[3], Н.В. Введенский[1, 2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН
[3] Воронежский государственный университет

Генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) в процессе взаимодействия интенсивных лазерных импульсов с газами характеризуется широким кругом практических приложений: генерация субфемтосекундных и аттосекундных импульсов, спектроскопия атомной и молекулярной структуры, исследование сверхбыстрых явлений в атомах, молекулах и твёрдых телах и т. д. Физический механизм ГГВП лазерного излучения качественно объясняется в рамках трёхшаговой модели: на первом шаге происходит ионизация атомов или молекул интенсивным полем, на втором шаге – ускорение свободных электронов в свободном пространстве, на третьем шаге – рекомбинация электронов на родительском ионе с излучением высокоэнергетичных фотонов в широком диапазоне энергий [1, 2]. В то время как на втором шаге определяющим является взаимодействие движущихся электронов с лазерным полем, вероятность ионизации и сечение рекомбинации сильно зависят от сорта и состояния атома или молекулы, что определяет как оптимальные режимы ГГВП, так и саму форму спектров ГГВП. При этом большую роль могут играть многоэлектронные эффекты, связанные с движением различных электронов в атоме или молекуле помимо наиболее активного электрона [3–6].

Характерным примером большого влияния многоэлектронных эффектов на этапе рекомбинации фотоэлектрона является гигантское усиление ГГВП в ксеноне, связанное с взаимодействием возвращающегося фотоэлектрона с внутренними электронами атома. Это усиление впервые было предсказано в работе [6] с использованием аналитической параметризации спектров ГГВП в рамках электронного волнового пакета, описывающего ионизацию и распространение фотоэлектронов в континууме, и дифференциального сечения фоторекомбинации. Экспериментальные измерения ГГВП спектров в ксеноне в режиме больших длин волн подтверждают существование гигантского (более чем в 10 раз) усиления выхода ГГВП вблизи 100 эВ [3, 4]. В связи с этим большую важность имеет разработка математических моделей, позволяющих исследовать физические причины, лежащие в основе гигантского усиления ГГВП в ксеноне.

В данной работе мы впервые проводим исследование ГГВП в ксеноне на основе метода функционала плотности (time-dependent density functional theory, TDDFT). Основной этого метода являются нестационарные уравнения Кона–Шэма для атомных орбиталей с гамильтонианом, включающим энергию взаимодействия электронов друг с другом, с лазерным полем и с ядром атома (здесь и далее используется атомная система единиц, в которой $|e| = \hbar = m = 1$, где $\hbar$ – приведённая постоянная Планка, $e = -|e|$ – заряд, m – масса электрона):

$$i\frac{\partial}{\partial t}\psi_n(\boldsymbol{r},t) = \hat{H}\psi_n(\boldsymbol{r},t), \tag{1}$$

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{N}{r} + zE(t) + V_{ee}[\rho(\boldsymbol{r},t)]. \tag{2}$$

Здесь $\psi_n(\boldsymbol{r},t)$ – волновая функция n-ной орбитали Кона–Шэма, N=54 – число электронов в атоме ксенона, $E(t)$ – направленное вдоль оси z электрическое поле лазерного импульса, $\rho(\mathbf{r},\mathrm{t})$ – электронная плотность, $V_{ee}[\rho(\boldsymbol{r},t)]$ – потенциал электрон-электронного взаимодействия. Электронная плотность связана с орбиталями Кона – Шэма равенством

$$\rho(\boldsymbol{r},t) = 2\sum_{n=1}^{N/2}|\psi_n(\boldsymbol{r},t)|^2. \tag{3}$$

Потенциал электрон-электронного взаимодействия состоит из потенциала Хартри

$$V_H[\rho(\boldsymbol{r},t)] = \int d^3r'\,\frac{\rho(\boldsymbol{r}',t)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'|} \tag{4}$$

и обменно-корреляционного потенциала V_{xc}, для задания которого используется приближение LB94 [7]. Начальное состояние орбиталей Кона–Шэма отвечает основному состоянию атома, описываемому стационарными орбиталями $\psi_{n,0}(\boldsymbol{r})$:

$$\hat{H}_0\psi_{n,0}(\boldsymbol{r}) = E_n\psi_{n,0}(\boldsymbol{r}), \tag{5}$$

$$\hat{H}_0 = -\frac{1}{2}\nabla^2 - \frac{N}{r} + V_{ee}[\rho_0(\boldsymbol{r})], \tag{6}$$

где E_n есть энергия связи n-ной орбитали.

Применяя теорему Эренфеста к системе уравнений Кона–Шэма находится переменное дипольное ускорение $a(t)$, направленное вдоль оси z:

$$a(t) = -NE(t) - N\int d^3\,r\,\frac{z}{r^3}\rho(\boldsymbol{r},t). \tag{7}$$

Выход ГГВП $R(\omega)$ на частоте ω определяется соответствующей компонентой фурье-спектра дипольного ускорения:

$$R(\omega) = |a_\omega|^2/2\pi c^3, \quad a_\omega = \int a(t)\,e^{i\omega t}dt, \tag{8}$$

где c – скорость света в вакууме.

Нами была разработана вычислительная программа для решения уравнений (1)–(4) с начальными условиями (5), (6) на многопроцессорном вычислительном кластере. Особенностью этой программы является применение неравномерной сетки вдоль радиальной координаты r, сгущающейся при приближении к ядру. Это позволяет точно описать волновые функции орбиталей Кона–Шэма вблизи ядра, где полная потенциальная энергия имеет асимптотику $-54/r$. В остальном, численный метод решения уравнений (1)–(4) полностью совпадает с тем, что использовался в работе [5]. Для ускорения расчётов орбитали на 1–3-й оболочках являются замороженны-

ми, т.е. $\psi_n(\boldsymbol{r},t)=\psi_{n,0}(\boldsymbol{r})$, а орбитали на 4-й и внешней 5-й оболочках являются активными. Замораживание орбиталей на 1–3-й оболочках не приводит к изменению рассчитываемых физических величин, поскольку энергия связи этих орбиталей существенно больше энергии взаимодействия с внешним полем и с орбиталями на 4-й и 5-й оболочках, локализованных на существенно больших пространственных масштабах.

С использованием разработанной программы удалось рассчитать спектр ГГВП в ксеноне на основе решения уравнений Кона–Шэма для лазерного поля $E(t)=E_0 f(t)\cos(\omega_0 t)$, с интенсивностью $E_0^2 I_a = 1.9\times10^{14}$ Вт/см^2 (где I_a есть атомная интенсивность), длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega_0 = 1.8$ мкм и огибающей $f(t)$, содержащей 2 периода постоянной амплитуды и 2 периода включения и выключения. Полученный спектр ГГВП показан на рисунке тонкой голубой линией. Спектр содержит осцилляции с периодом, равным удвоенной частоте лазерного поля ω_0, усреднение которых по масштабу $5\omega_0$ показано на рисунке толстой голубой линией. Также на рисунке чёрной линией показан экспериментальный спектр, полученный в работе [3] для таких же значений интенсивности и длины волны лазерного импульса.

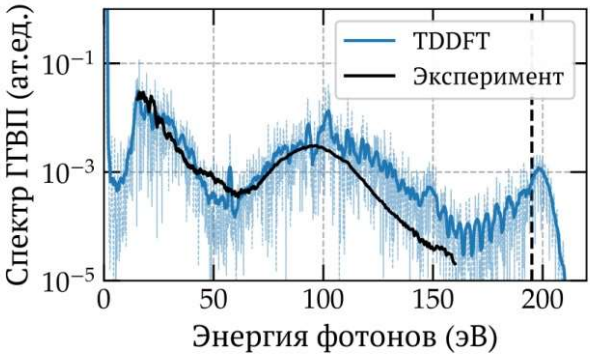


Рис.

Спектры ГГВП, полученные на основе численного расчёта и эксперимента качественно согласуются друг с другом, что указывает на то, что метод функционала плотности является подходящим инструментом для исследования многоэлектронных корреляций, имеющих место на этапе рекомбинации фотоэлектрона. Усреднённая по нескольким гармоникам спектральная интенсивность, полученная на основе метода функционала плотности, содержит область гигантского усиления с максимумом при $\omega \approx 100$ эВ. В области частот ниже гигантского усиления спектры имеют минимум при $\omega \approx 60$ эВ и узкую область предпорогового усиления вблизи частоты $\omega \approx 20$ эВ. Низкочастотный максимум является характерным для многих атомов инертных газов (ксенона, аргона, криптона) [3–6] и вызван предпороговым усилением сечения фотоионизации наиболее активной внешней p орбитали [5, 6]. В области частот выше гигантского усиления численный спектр имеет выраженный минимум при $\omega \approx 160$ эВ, и при повышении частоты спектральная интенсивность плавно растёт вплоть до частоты отсечки при $\omega \approx 200$ эВ. Частота отсечки согласуется с классической

оценкой края «плато» (отмеченной вертикальной пунктирной линией на рисунке) $\omega_c = I_p + 3.17U_p$, где $U_p = E_0^2/4\omega_0^2$ есть пондеромоторная энергия и $I_p = 12.1$ эВ есть экспериментально известный потенциал ионизации атома ксенона, близкий к энергии связи наиболее активной $5p_0$ орбитали $E_{5p} = 12.8$ эВ, получаемой на основе решения уравнений (5), (6). В области края плато спектральная интенсивность, получаемая на основе численного расчёта, увеличивается с частотой, что связано с плавным ростом сечения фоторекомбинации в данной области частот [8]. В то же время спектральная интенсивность, полученная в эксперименте, быстро спадает при частотах выше 100 эВ, что может быть связано с влиянием макроскопических эффектов распространения излучения в среде: рассогласованием фаз между лазерным импульсом и генерируемым излучением, дефокусировкой и других [9].

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проект № МК-1849.2020.2), РФФИ (проекты № 18-02-01150 и 20-32-70213) и фонда «Базис» (грант № 19-1-2-52-1).

[1] Krausz F., Ivanov M. // Rev. Mod. Phys. 2009. Vol. 81. P. 163.
[2] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 1994.
[3] Shiner A.D., Schmidt B.E., Trallero-Herrero C., Wörner H. J., Patchkovskii S., Corkum P.B., Kieffer J.C., Légaré F., Villeneuve D.M. // Nat. Phys. 2011. Vol. 7. P. 464.
[4] Trallero-Herrero C., Jin C., Schmidt B., Shiner A., Kieffer J., Corkum P., Villeneuve D., Lin C., Légaré F., Le A.-T. // J. Phys. B. 2011. Vol. 45. P. 011001.
[5] Romanov A.A., Silaev A.A., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. A. 2020. Vol. 101. P. 013435.
[6] Frolov M.V., Manakov N.L., Sarantseva T.S., Emelin M.Y., Ryabikin M.Y., Starace A.F. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 243901.
[7] van Leeuwen R., Baerends E.J. // Phys. Rev. A. 1992. Vol. 49. P. 2421.
[8] Kutzner M., Radojević V., Kelly H. // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. P. 5052.
[9] Arpin P., Popmintchev T., Wagner N., Lytle A., Cohen O., Kapteyn H., Murnane M. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 962. P. 143901.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ CR:ZNSE И CR:CDSE

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

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

Тепловые искажения, возникающие в активных элементах твердотельных лазеров в процессе генерации, оказывают существенное влияние на энергетические характеристики лазера, диаграмму направленности излучения, а также на распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного пучка.

При воздействии продольной накачки на активную среду внутри нее образуется неоднородное распределение температуры, что, в свою очередь, вызывает изменение показателя преломления активной среды за счет его зависимости от температуры и изменения параметров кристаллической решетки вследствие механической деформации. Для моно- и поликристаллических сред ZnSe и CdSe, широко применяемых при изготовлении активных элементов лазеров среднего ИК-диапазона, тепловые искажения существенно влияют на процесс генерации, вследствие высокого значение термооптической постоянной dn/dT для этих материалов (70×10^{-6} K^{-1} для ZnSe и 98×10^{-6} K^{-1} для CdSe).

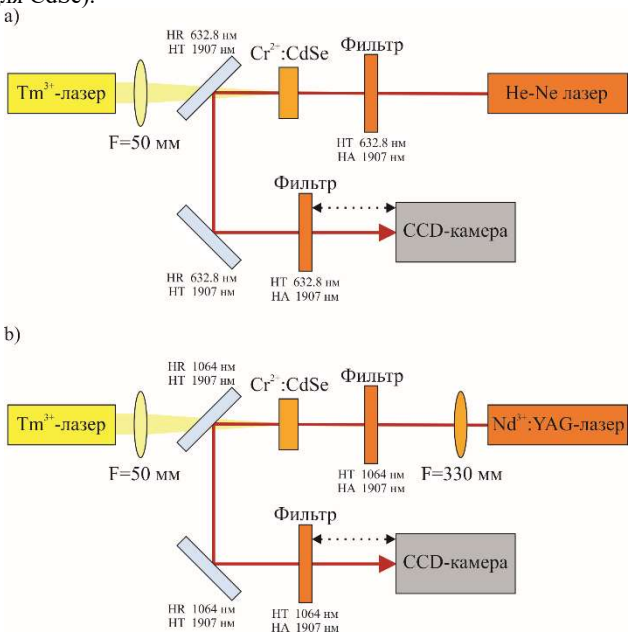


Рис. 1

Данная работа посвящена экспериментальному определению силы тепловых линз, которые образуются внутри активных элементов Cr:ZnSe и Cr:CdSe при продольной накачке непрерывным тулиевым волоконным лазером.

На рис. 1 представлены оптические схемы эксперимента по определению фокусного расстояния термолинзы в активных элементах Cr:ZnSe(a) и Cr:CdSe(b). Нагрев кристаллов осуществлялся волоконным тулиевым лазером, работающим на длине волны 1907 нм. Излучение лазера подавалось сквозь линзу с фокусным расстоянием F=50 мм и поворотное дихроичное зеркало. Радиус перетяжки пучка тулиевого лазера на поверхности кристалла приблизительно равнялся 300 мкм. С противоположной стороны на кристалл подавался луч зондирующего лазера, который отражался от дихроичного зеркала и затем регистрировался с помощью CCD-камеры Pulnix TM 7CN. При этом лучи зондирующего лазера и лазера накачки были совмещены. В случае Cr:ZnSe в качестве зондирующего источника использовался He-Ne лазер. Так как кристалл Cr:CdSe непрозрачен в видимом диапазоне, то для этого материала в качестве зондирующего использовался Nd:YAG лазер с продольной диодной накачкой, излучение которого дополнительно коллимировалось линзой с фокусным расстоянием F=330 мм.

В ходе работы при помощи CCD-камеры определялось поперечное распределение плотности мощности излучения зондирующего пучка. Положение самой камеры менялось вдоль направления распространения излучения, и, таким образом, характеристики пучка измерялись в зависимости от расстояния от кристалла. В случае кристалла Cr:ZnSe матрица камеры располагалась на расстоянии около 335-345 мм от исследуемого образца. Так как величина тепловой линзы в кристалле Cr:CdSe значительно выше, чем в Cr:ZnSe, то в этом случае CCD-камера располагалась на расстоянии 125-135 см от кристалла. Кроме положения камеры в ходе эксперимента варьировалось значение мощности накачки.

В результате проведенных измерений были получены серии изображений поперечного распределения излучения зондирующего лазера. На рис. 2 показаны снимки пучков, соответствующих различным значениям мощности накачки, полученные при фиксированном положении камеры относительно кристалла Cr:ZnSe. На рис. 3 показаны измеренные аналогичным образом снимки пучков, полученные для Cr:CdSe. Все изображения выполнены в одинаковом масштабе 6×6 мм. На каждом изображении указаны значения подаваемой на образец мощности накачки в момент измерения.

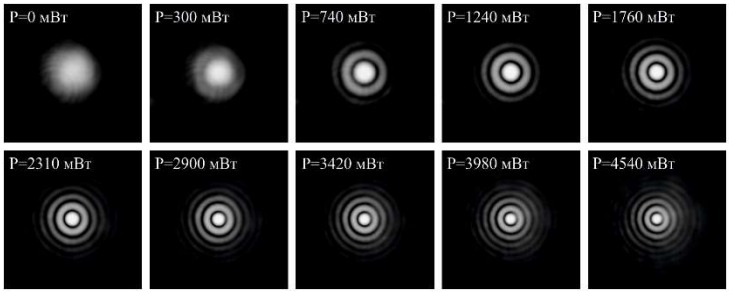


Рис. 2

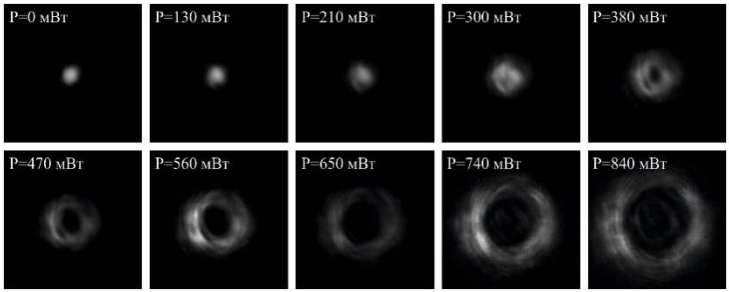


Рис. 3

При численном анализе полученных данных зондирующий пучок рассматривался как гауссов, что соответствовало действительности в случае He-Ne лазера и являлось серьезным допущением в случае Nd:YAG лазера. В результате при помощи метода матричной оптики [1] были определены зависимости радиуса зондирующего пучка от расстояния между кристаллом и плоскостью измерения (матрицей CCD-камеры) (рис. 4).

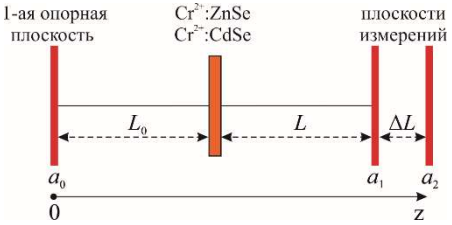


Рис. 4

Радиус пучка в произвольном сечении L в зависимости от фокусного расстояния тепловой линзы F определялся по формуле:

$$a_F(L,F) = a_0\sqrt{(1-L_0/F)^2 + \left(L_0 + L(1-L_0/F)\right)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 {a_0}^4}}, \qquad (1)$$

где L – расстояние между кристаллом и плоскостью измерения, F – фокусное расстояния тепловой линзы в кристалле, λ – длина волны излучения зондирующего источника, a_0 – радиус пучка зондирующего источника в теоретической 1-ой опорной плоскости, где его волновой фронт является плоским, L_0 – расстояние от опорной плоскости до исследуемого образца. Параметры L_0 и a_0 определялись по расходимости и радиусу зондирующего пучка в отсутствии нагрева из системы уравнений:

$$\begin{aligned} a_1 &= a_0\left[1 + \left(\frac{\lambda(L_0+L)}{\pi {a_0}^2}\right)^2\right]^{1/2}, \\ a_2 &= a_0\left[1 + \left(\frac{\lambda(L_0+L+\Delta L)}{\pi {a_0}^2}\right)^2\right]^{1/2}, \end{aligned} \qquad (2)$$

где a_1 и a_2 – определяемые экспериментально радиусы пучка в произвольных плоскостях, соответствующих L и $L + \Delta L$.

По формуле (1) были построены семейства теоретических кривых $a_F(L, F)$, которые затем были сопоставлены с результатами измерений. Если экспериментальная зависимость для фиксированного значения мощности накачки совпадала с теоретической зависимостью $a_F(L, F_{det})$, то принималось, что при данном значении мощности значение тепловой линзы внутри кристалла соответствует F_{det}. Подбором параметра F_{det} были определены зависимости фокусного расстояния тепловой линзы внутри кристаллов Cr:ZnSe (рис. 5а) и Cr:CdSe (рис. 5б) от падающей мощности накачки.

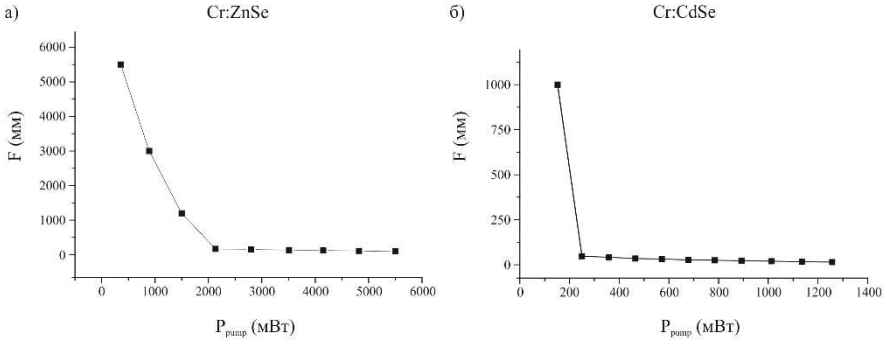


Рис. 5

Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами, выполненными в работе [2]. Важно отметить, что сила тепловой линзы в кристалле Cr:CdSe существенно выше, чем для Cr:ZnSe при аналогичных условиях, что необходимо учитывать при проектировании лазерных систем на основе данной активной среды.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-10046).

[1] Джеррард А., Бёрч Дж.М. Введение в матричную оптику. – М.: Мир, 1978, 341 с.

[2] Константинов А.Ю., Мартынова О.В., Зиновьев А.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 8. С. 751.

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ ОБРАБОТКЕ МНОГОМОДОВОГО СИГНАЛА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

И.А. Заболотный[1)], А.И. Малеханов[1, 2)]

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

В работе исследуется эффективность пространственной обработки (по критерию коэффициента усиления) акустического многомодового сигнала в случайно-неоднородном канале при наличии изотропного шума на входе линейной горизонтальной антенной решетки (АР). Для модели канала с заданным профилем скорости звука выполнено численное моделирование выигрыша АР при различных значениях параметров, характеризующих сценарий (условия) приема полезного сигнал в случайно-неоднородном волноводе. Показано значительное различие достигаемой величины выигрыша в зависимости как от метода обработки сигналов, так и условий их приема.

Пространственная обработка детерминированного многомодового сигнала

Распространение низкочастотного звукового поля в морской среде имеет совершенно другой характер, чем в свободном пространстве, что необходимо учитывать при анализе работы приемных АР. Хорошо известно, что в океане существует подводный звуковой канал (ПЗК), характеризуемый профилем скорости звука в зависимости от глубины. Остановимся в дальнейшем анализе на рассмотрении простейшей модели изоскоростного ПЗК с акустически мягкой поверхностью и абсолютно жестким дном. Наиболее важным аспектом задачи является демонстрация влияния модовой дискретизации пространственных спектров волновых полей сигнала на эффективность их пространственной обработки. Спектр продольных волновых чисел в таком канале является сильно-неэквидистантным.

Выражение для продольных волновых чисел в канале с глубиной H имеет вид [1]

$$h_m = \sqrt{k^2 - b_m^2} = k\sqrt{1 - \left(\frac{\pi}{kH}\right)^2 \left(m - \frac{1}{2}\right)^2}, \qquad (1)$$

где k – волновое число (для заданной частоты), b_m – поперечное волновое число, номер моды $m = 1, \dots, M \le \left[\frac{2H}{\lambda}\right] + 1$.

Предполагается, что горизонтальная приемная АР состоит из N элементов с одинаковым межэлементным расстоянием $d = \lambda/2$ и размещена на некоторой глубине z. Точечный ненаправленный источник полезного сигнала размещен на глубине z_0 на расстоянии r от центра АР и имеет угол пеленга θ_s. Введем коэффициент затухания α_m, вызванный взаимодействием звука с дном и рассеянием в другие моды. Амплитуды сигнальных мод зависят как от координат источника, так и от эффектов распространения (затухания мод, эволюции модового спектра по трассе).

Сигнальное поле на входе n-ого элемента АР определяется выражением [1]

$$S_n == -\frac{2}{H}\sum_{m=1}^{M}\left(\frac{2\pi}{h_m r}\right) sin(b_m z)\, sin(b_m z_0)\, exp(-\alpha_m r) \times \qquad (2)$$

$$\times ex\,p\left\{i\left(h_m r+\frac{\pi}{4}\right)\right\} ex\,p(ih_m x_n sin\theta_S).$$

Коэффициент усиления фазированной антенной решетки (ФАР) определяется как отношение выходного отношения сигнал-шум (ОСШ) к входному:

$$G_0=\frac{\boldsymbol{W}^{+}\boldsymbol{R_s}\boldsymbol{W}}{\boldsymbol{W}^{+}\boldsymbol{W}}\Big/\sum_{m=1}^{M} I_{Sm}, \tag{3}$$

где $\mathrm{I_{Sm}}$ – интенсивность m-ой моды, $\mathbf{R_s}$ – матрица пространственной корреляции сигнала, $\mathbf{W}$ – амплитудно-фазовое распределение, сопряженное с падающей из угла прихода сигнала θ_s плоской волной с волновым числом k.

В случае оптимальной обработки выражение для выигрыша имеет вид

$$G_{opt}=\frac{\boldsymbol{S^T S^*}}{\sum_{m=1}^{M} I_{Sm}}. \tag{4}$$

При моделировании выбраны следующие значения параметров задачи: глубина канала $H=150$ м; длина волны $\lambda=6$ м; число элементов АР $N=64$; заглубление источника сигнала составляет $z_0=40$ м; заглубление приемной АР $z=20$ м. Расстояние между источником сигнала и АР есть $r=10000$ м.

На рис. 1 показана угловая зависимость выигрыша ФАР и АР с оптимальной обработкой. При угле прихода сигнала $\theta_s=0{,}79$ рад выигрыш ФАР равен только $G_0=-10$ дБ, выигрыш АР с оптимальной обработкой равен $G_{opt}=27$ дБ. Фактически, ФАР в такой ситуации теряет способность корректно оценить направление на источник полезного сигнала из-за «рассыпания» принимаемого сигнала на отдельные плоские волны, отвечающие модам дискретного спектра с волновыми числами вида (1).

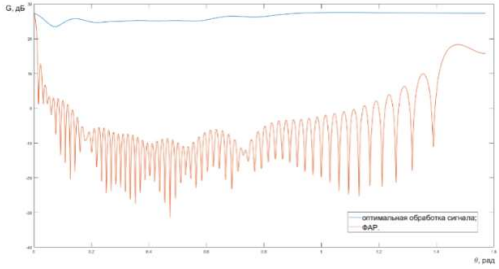


Рис. 1

Моделирование пространственной обработки частично-когерентного многомодового сигнала

Средние мощности сигнала и белого шума на входе единичного элемента АР суть соответственно σ_s^2 и σ_n^2. Выигрыш ФАР будет записан как

$$G_0 = \sigma_s^{-2}\sigma_n^2 \frac{\boldsymbol{W}^+\boldsymbol{R_s}\boldsymbol{W}}{\boldsymbol{W}^+\boldsymbol{R_n}\boldsymbol{W}}, \tag{5}$$

где $\mathbf{R_s} =< \boldsymbol{S}\boldsymbol{S}^+ >$, $\mathbf{R_n} =< n\boldsymbol{n}^+ >$ – матрицы пространственной когерентности сигнального поля $\boldsymbol{S}$ и белого шума соответственно на входе АР, $< \cdots >$ – означает усреднение по времени. При распространении сигнала сквозь случайно-неоднородную среду матрицу пространственной когерентности можно представить в виде:

$$\begin{gathered}\boldsymbol{R_s} = \sigma_s^2 \boldsymbol{G_s}\boldsymbol{K_s}\boldsymbol{G_s}, \\ \boldsymbol{R_n} = \sigma_n^2 \boldsymbol{I}, \\ K_{s(mn)} = |\sin(b_m z_0)\sin(b_n z_0)\sin(b_m z)\sin(b_n z)| \times \\ \times \exp\{-r(\alpha_m + \alpha_n)\}\exp\left\{-\frac{(m-n)^2}{\Delta^2}\right\}\exp\{i(h_m - h_n)r\},\end{gathered} \tag{6}$$

где $\boldsymbol{I}$ – единичная матрица, $\mathbf{G_s}$ – фазовая матрица, элементы которой представляют собой $\mathrm{G}_{s(mn)} = exp\{ih_m d(n-1)sin\theta_s\}$, $\boldsymbol{K_s}$ – матрица взаимных корреляций модовых амплитуд, Δ – масштаб межмодовых корреляций.

Для определения выигрыша в случае метода линейной оптимальной обработки необходимо решить задачу по поиску собственных значений λ_i и собственных векторов матрицы $\boldsymbol{R_n^{-1}}\boldsymbol{R_s}$ [2, 3]:

$$G_{LIN} = \sigma_s^{-2}\sigma_n^2\lambda_1 . \tag{7}$$

Оптимальный квадратичный метод осуществляется путем формирования оптимальной весовой матрицы $\boldsymbol{A} = \boldsymbol{W}^+\boldsymbol{W}$. Определение выигрыша G_{QUA} достигается через решение задачи на собственные значения λ_i и собственные векторы матрицы $\boldsymbol{R_n^{-1}}\boldsymbol{R_s}$. При этом выигрыш можно записать через собственные значения:

$$G_{QUA} = \sigma_s^{-2}\sigma_n^2 \sqrt{\sum_i \lambda_i^2} . \tag{8}$$

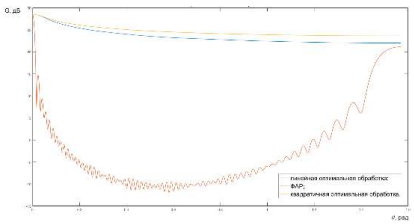


Рис. 2

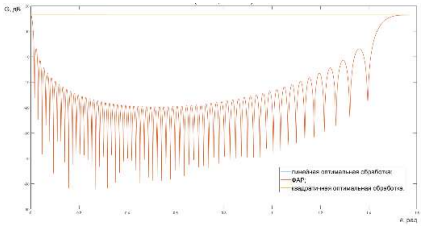


Рис. 3

Эффективность приемной АР как пространственного фильтра входных сигналов зависит от их спектральных и когерентных свойств. При дальнем распространении в реальной среде возбужденное излучателем волновое поле претерпевает множественные искажения волнового фронта, связанные со случайными

неоднородностями в самой среде или на её границах, что в результате может привести к ослаблению когерентности сигнала [4]. Таким образом, при работе АР в случайно-неоднородной среде когерентные свойства принимаемого антенной сигнала становятся принципиальными, поскольку масштаб пространственной когерентности волнового поля может быть меньше размера АР.

На рис. 2 показана угловая зависимость выигрыша ФАР, АР с линейной оптимальной обработкой и АР с квадратичной оптимальной обработкой при большом удалении источника сигнала от приемной АР ($r = 100$ км) и при малом декременте затухания мод. Однако масштаб межмодовых корреляций составляет всего $\Delta = 0{,}05$. Заметен выигрыш квадратичной над линейной оптимальной обработкой сигнала и ФАР за счет некогерентного накопления всех мод, дающих вклад в энергетику сигнала. На рис. 3 приведено аналогичное сравнение угловых зависимостей выигрышей, но при большем коэффициенте затухания мод и таким же значением Δ, соответствующему дальним дистанциям. В таком случае линейная оптимальная обработка практически совпадает с квадратичной оптимальной обработкой сигнала. Основной вклад в данный эффект вносит «вытекание» мод (обеднение спектра интенсивностей мод), так что сигнал становится почти когерентным.

Заключение

Таким образом, выбор метода пространственной обработки сигналов в АР (ФАР, оптимальный линейный и квадратичный методы) и величина достигаемого при этом выигрыша АР существенным образом зависят от условий распространения сигналов. Появление в пространственных спектрах сигналов каждого из источников значительного числа гармоник (отдельных мод дискретного спектра) приводит к принципиальному усложнению приема и обработки полезного сигнала на фоне белого шума. Физические факторы, оказывающие влияние на эффективность обработки – спектр интенсивностей мод сигнального поля, угловое положение источника, снижение когерентности сигнала при увеличении дистанции. Реалистичные оценки ожидаемых величин усиления АР требуют адекватного учета всех отмеченных факторов на основе моделирования условий распространения сигналов в ПЗК.

[1] Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. – М.: Наука, 1997, 191 с.
[2] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. – М.: Радио и связь, 1986, 448 с.
[3] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891.
[4] Заболотный И.А., Малеханов А.И. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13-21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 54.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 15 мая 2020 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

АНАЛИЗ ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ, ЛЕГИРОВАННОЙ ИОНАМИ Ho^{3+}, НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ ДЖАДДА-ОФЕЛЬТА

В.А. Еголин, А.В. Маругин, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Ионы всех редкоземельных элементов имеют сходные химические свойства из-за подобного строения внешних электронных оболочек их атомов: по мере увеличения заряда ядра структура двух внешних электронных оболочек не меняется, поскольку происходит заполнение электронами оболочки глубоколежащего 4f уровня. Интерес представляет наличие спектральных линий ионов редкоземельных элементов, которые можно было бы ожидать, если бы электрические дипольные переходы происходили внутри незаполненной 4f оболочки. Но такие переходы, вообще говоря, являются запрещёнными для свободных ионов, так как для них нарушается правило отбора Лапорта. При внедрении редкоземельных ионов в кристаллическую структуру их энергетические уровни слабо смещаются, и происходит частичное смешивание состояний разной чётности, что приводит к появлению электро-дипольных переходов внутри 4f оболочки. При этом 4f-переходы слабо зависят от окружения иона, что позволяет применять для них теорию Джадда-Офельта [1].

Однако точно предсказать всю совокупность свойств, связанных с влиянием матрицы на редкоземельный ион, с использованием теоретических методов не удаётся. Поэтому работы по изучению оптических свойств редкоземельных элементов в различных матрицах привлекают интерес множества исследователей в последние 10 лет.

В данной работе при помощи теории Джадда-Офельта изучались люминесцентные свойства соединения TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+}, которое ранее практически никем не исследовалось.

Теория Джадда-Офельта

В 1962 году Джаддом и Офельтом была предложена теория [2,3], которая позволила описывать электронные переходы внутри 4f оболочки редкоземельных ионов.

Сила линии электрического дипольного перехода S из начального состояния $\langle\varphi_a|$ на все штарковские компоненты конечного состояния $|\varphi_b\rangle$ будет иметь вид:

$$S^{calc} = \sum_i \Omega_i \left|\langle\varphi_a||U^{(i)}||\varphi_b\rangle\right|^2, \qquad (1)$$

где $\langle\varphi_a||\mathrm{U}^{(i)}||\varphi_b\rangle$ – матричные элементы операторов $\mathrm{U}^{(i)}$ в приближении промежуточной связи (их числовые значения считаются независимыми от типа основы; для большинства редкоземельных ионов эти значения рассчитаны [4]), Ω_i – параметры Джадда-Офельта, в которых заключена зависимость интенсивности переходов от вида матрицы (нечётные параметры вклада не дают). При этом для электро-дипольного перехода изменяются правила отбора: $\Delta S = 0$, $\Delta L \leq 6$, $\Delta J \leq 6$ ($\Delta J = 2,4,6,$ если J или $J' = 0$). Из всего вышесказанного следует, что вся информация об интенсивности излучения редкоземельных ионов содержится в трёх параметрах $\Omega_2, \Omega_4, \Omega_6$.

Параметры интенсивности Джадда-Офельта как набор феноменологических постоянных определяются на основе экспериментальных данных по измерению сечения взаимодействия $\sigma(\lambda)$. Сила линии электро-дипольного перехода из начального состояния $\langle J|$ в состояние $|J'\rangle$ может быть выражена через интегральное сечение на этом переходе:

$$S^{exp} = \frac{3ch(2J+1)}{8\pi^3 e^2 \bar{\lambda}} n \left(\frac{3}{n^2+2}\right)^2 \int \sigma(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где n – показатель преломления, $\bar{\lambda} = \frac{\sum \lambda\sigma(\lambda)}{\sum \sigma(\lambda)}$ – длина волны. Формула (2) справедлива только в том случае, когда для этих состояний правилами отбора запрещён магнитный дипольный переход. Правила отбора для магнито-дипольных переходов: $\Delta S = 0$, $\Delta L = 0$, $\Delta J = 0, \pm 1$.

Формулы (1) и (2) позволяют определять параметры Джадда-Офельта для исследуемой матрицы из экспериментальных данных. Для этого необходимо измерить спектр поглощения редкоземельного иона в данной матрице, определить интегральные сечения по соответствующим полосам поглощения и рассчитать по формуле (2) силы линий переходов. Затем, используя полученные значения и формулу (1), методом наименьших квадратов можно найти параметры Ω_i.

Параметры Джадда-Офельта позволяют определять коэффициенты спонтанного излучения переходов из начального состояния $\langle J|$ в состояние $|J'\rangle$:

$$A(J;J') = A_{ED} + A_{MD} = \frac{64\pi^4 e^2}{3h(2J+1)\bar{\lambda}^3}\left(n\left(\frac{n^2+2}{3}\right)^2 S_{ED} + n^3 S_{MD}\right), \quad (3)$$

где A_{ED} и A_{MD} – коэффициенты спонтанного излучения электрического и магнитного дипольных переходов, S_{ED} и S_{MD} – силы линий электрического и магнитного дипольных переходов. Сила линии магнито-дипольного перехода вычисляется по формуле:

$$S_{MD} = \left(\frac{h}{4\pi mc}\right)^2 |\langle (S,L)J||L+2S||(S',L')J'\rangle|^2, \quad (4)$$

где $L + 2S$ – магнито-дипольный оператор перехода $J \to J'$.

Если с рассматриваемого уровня возможны несколько излучательных переходов, то можно определить относительную вероятность того или иного излучательного перехода из общей вероятности излучательного распада данного уровня, то есть коэффициент ветвления люминесценции:

$$\beta = \frac{A(J;J')}{\sum_{J'} A(J;J')}. \quad (5)$$

Суммирование в знаменателе формулы (5) проводится по всем излучательным переходам из начального состояния $\langle J|$. Эта сумма определяет излучательное время жизни на уровне $\langle J|$, равное

$$\tau = \frac{1}{\sum_{J'} A(J;J')}. \quad (6)$$

Расчёт спектроскопических характеристик ионов Ho^{3+} в оптической керамике TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+}

В данной работе изучалась керамика состава $30TeO_2$-$70PbF_2$-$1HoF_3$-$0,5YbF_3$. Люминесцентные свойства соединения определяются ионами Ho^{3+}, концентрация гольмия в исследуемом соединении $n_{Ho} = 1{,}59 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$.

Для образца керамики (толщина $l = 1$ мм) при помощи спектрофотометра был получен коэффициент пропускания T в зависимости от длины волны излучения λ (диапазон длин волн 400-1100 нм). Далее в результате пересчёта коэффициента пропускания в сечение взаимодействия $\left(\sigma(\lambda) = -\frac{ln\mathrm{T}(\lambda)}{n_{Ho} l}\right)$ была получена зависимость сечения взаимодействия от длины волны излучения. Для обнаруженных переходов ионов Ho^{3+} были вычислены длины волн, интегральные сечения и силы линий (см. табл. 1). Рассчитанные силы линий относятся к электро-дипольным переходам, так как магнито-дипольные переходы для данных уровней запрещены.

Табл. 1

Переходы (с уровня $^5I_8$)	$\bar{\lambda}$, нм	$\int \sigma(\lambda) d\lambda$, 10^{-20}см^2 ·нм	S^{exp}, 10^{-20}см^2	$\lvert U^{(2)}\rvert^2$	$\lvert U^{(4)}\rvert^2$	$\lvert U^{(6)}\rvert^2$
$(^5G,^3G)_5$	417	5,2961	0,9533	0	0,5239	0
$^5G_6$	451	36,7924	6,1262	1,4830	0,8201	0,1400
$^3K_8 + {}^5F_2 + {}^5F_3$	478	6,9107	1,0860	0,0205	0,0317	0,7040
$^5F_4 + {}^5S_2$	538	13,4873	1,8810	0	0,2385	0,9235
$^5F_5$	644	14,2045	1,6546	0	0,4201	0,5701

Используя полученные значения, методом наименьших квадратов были найдены параметры Джадда-Офельта для керамики TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+}: $\Omega_2 = 2{,}95 \cdot 10^{-2}$ см^2, $\Omega_4 = 1{,}88 \cdot 10^{-2}$ см^2, $\Omega_6 = 1{,}49 \cdot 10^{-20}$ см^2. Среднеквадратичное отклонение $RMS = 0{,}08 \cdot 10^{-20}$ см^2 почти на два порядка меньше значения каждого из параметров, что говорит о корректности полученных оценок.

Для нижних по энергии уровней ионов Ho^{3+} были вычислены коэффициенты ветвления люминесценции и времена жизни. Вероятности и длины волн переходов, интересовавших нас в данной работе, приведены в табл. 2.

Табл. 2

Переходы	$\bar{\lambda}$, нм	β
$^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$	647	0,767
$^5S_2 \rightarrow {}^5F_5$	3419	0,000
$^5S_2 \rightarrow {}^5I_7$	751	0,385
$^5S_2 \rightarrow {}^5I_8$	544	0,518
$^5F_4 \rightarrow {}^5F_5$	3245	0,003
$^5F_4 \rightarrow {}^5I_7$	742	0,086
$^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$	540	0,807

Описание эксперимента

Для обнаружения люминесценции использовались несколько образцов керамики одинакового состава TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+}, которые по очереди крепились на держателе. Накачка осуществлялась зелёным лазерным излучением с основного уровня $^5I_8$ на уровни $^5S_2$ и $^5F_4$. Для этого использовался неодимовый лазер DPSS, работающий в непрерывном режиме. На эксперименте использовалась вторая гармоника (532 нм) с пиковой мощностью до 0,5 Вт. Для преобразования сигнала, генерируемого лазером, из непрерывного в импульсный использовался прерыватель SR540. Люминесценция собиралась на входной щели автоматизированного монохро-

матора М266. За его выходной щелью размещался кремниевый фотодиод DET10A (нагрузка фотодиода 1 кОм), с которого сигнал шёл на вход синхронного детектора SR830. Далее он поступал на АЦП, а затем на компьютер. Обработка результатов проводилась в программной среде LabVIEW.

Результаты и обсуждение

При фотовозбуждении исследуемого соединения второй гармоникой неодимового лазера были получены спектры люминесценции, характерный вид одного из них представлен на рис.

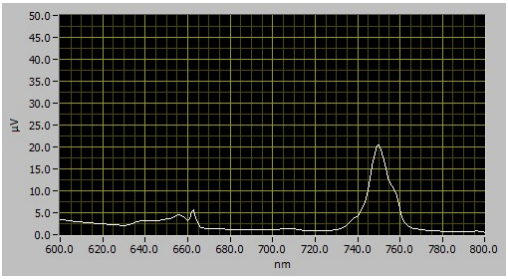


Рис.

В спектре наблюдались две полосы в областях длин волн 650 и 750 нм. Полоса на длине волны 650 нм соответствует переходу $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$, а на длине волны 750 нм – переходу $^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_7$. Стоит отметить, что полоса на длине волны 650 нм слабее полосы на длине волны 750 нм. Это связано с тем, что суммарная вероятность перехода с уровней $^5S_2$ и $^5F_4$ на уровень $^5F_5$ намного ниже суммарной вероятности перехода на уровень $^5I_7$ (см. табл. 2). Но даже несмотря на небольшую вероятность перехода $^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5F_5$ на спектре полоса присутствует. Это можно объяснить высокой вероятностью перехода $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ и достаточным значением мощности фотовозбуждения.

Заключение

Для анализа люминесцентных свойств оптической керамики, легированной ионами Ho^{3+}, была использована модель Джадда-Офельта. В результате проведённых экспериментов для образцов TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+} была обнаружена люминесценция ионов Ho^{3+} в видимой области с длинами волн 650 и 750 нм. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теоретическими расчётами. Это говорит об эффективности использования модели Джадда-Офельта для оценивания люминесцентных свойств оптической керамики, легированной ионами Ho^{3+}. Исследуемые образцы проявили способность к фотолюминесценции в видимой части спектра под воздействием зелёного лазерного излучения.

[1] Walsh B.M. // Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing. Springer. 2006. P. 403.
[2] Judd B.R. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127, № 3. P. 750.
[3] Ofelt G.S. // J. Chem. Phys. 1962. Vol. 37, № 3. P. 511.
[4] Carnall W.T., Crosswhite H., Crosswhite H.M. Energy Level Structure and Transition Probabilities in the Spectra of the Trivalent Lanthanides in LaF_3. 1978. doi:10.2172/6417825.

АВТОМАТИЗАЦИЯ ИССЛЕДОВАНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ND:YAG ЛАЗЕРЕ С БОКОВОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

А.А. Фролов, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Твердотельные лазеры с диодной накачкой нашли свое применение в современных медицинских и научных целях, а также в промышленности. Они выгодно отличаются от других типов благодаря небольшим размерам, высокому качеству пучка и малому энергопотреблению. Среди твердотельных активных элементов, наиболее широко распространены оксидные кристаллы с упорядоченной структурой. Например, в данной работе выбран один представитель данной группы – Nd:YAG.

В связи с большой применяемостью данных образцов, а также нераспространенностью исследования влияния боковой накачки, представляет интерес моделирование процессов в них. А для более удобной работы и легкой замены исследуемой активной среды имеет смысл автоматизировать обработку и сбор данных с установки.

Экспериментальная установка

Импульсный блок питания с длительностью импульса ~ 250 мкс подключен к диодной линейке. Она работает на длине волны 808 нм, и ее излучение проходит через цилиндрическую линзу для формирования накачки через боковую поверхность кристалла. Генерация лазерного излучения происходит на длине волны 1064 нм в импульсном режиме. Образец кристалла выполнен в форме прямоугольной призмы с трапецией в продольном сечении, поэтому для юстировки определяется корректное соотношение углов падающих и отраженных лучей с помощью гелий-неонового лазера. Резонатор состоит из глухого зеркала сферической формы с коэффициентом зеркального отражения $R > 0{,}99$ и выходного плоского зеркала с $R \approx 0{,}9$. Измерительным прибором является камера фирмы Basler с поддержкой интерфейса GigE. Данный стандарт позволяет передавать изображения на компьютер через Ethernet кабель.

Моделирование процессов в лазере

В целях исследования влияния явлений, проявляющихся в работе лазера и влияющих на качество выходного излучения и оптимизации его работы, можно применить методы математического моделирования. При помощи метода Рунге-Кутта-Фельберга было выполнено численное решение балансных уравнений Статца-Де Марса (1). При подстановке параметров неодимового лазера: $\alpha = 2, G = 10^4, \varepsilon = 10^{-15}, n'' = 1$ [1]. Полученный результат моделирования приведен на рис. 1.

$$\begin{cases} \dfrac{dm}{dt'} = Gm(n-1) + G\varepsilon(n+n'') \\ \dfrac{dn}{dt'} = \alpha - n(m+1) \end{cases}. \qquad (1)$$

По нему наглядно видно начало работы лазера. Возникновение генерации сопровождается переходными процессами, приводящими к регулярным затухающим пульсациям с некоторой частотой следования, причем амплитуда затухает по экспоненциальному закону. Оранжевой линией показано отношение плотности инверсной заселенности к ее пороговому значению, и видно как она снимается в момент максимума

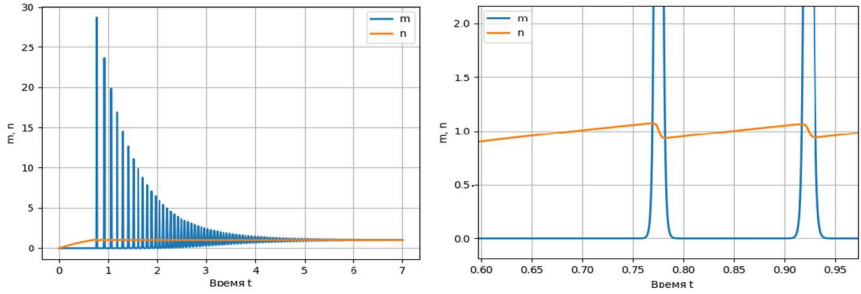


Рис. 1

интенсивности поля. В итоге все стремится прийти к стационарному состоянию.

Известно, что нагрев активной среды, например, от диодной накачки, приводит к изменению показателя преломления. Интересной задачей становится исследование влияния его на пучок. Математическое описание процесса нагрева после выхода на стационарный режим можно представить первой краевой задачей:

$$\Delta u = f, u|_{\partial\Omega} = g(x). \qquad (2)$$

В результате численного решения уравнения (2) были получены изображения распределения тепла в срезе кристалла (рис. 2), где красными цифрами помечены использующиеся граничные условия (в градусах Цельсия). В центре присутствует нагрев вдоль оси от поглощения генерируемого излучения, а с боку – от диодной накачки, причем оба аппроксимированы гауссовым распределением.

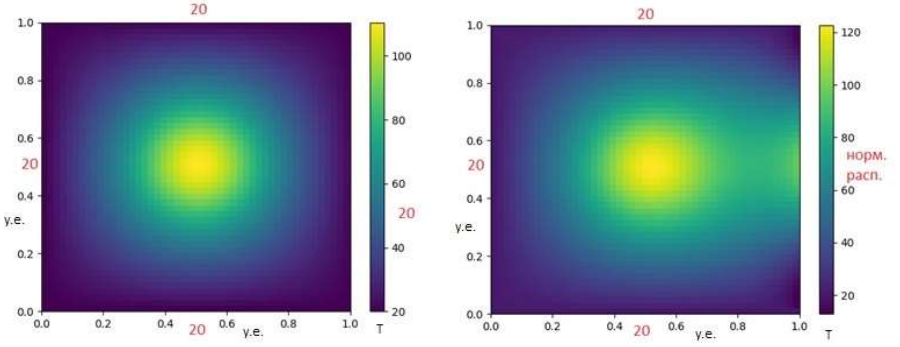


Рис. 2

Данная модель позволяет качественно понять, как возникший градиент температуры повлияет на пучок. Поскольку лучи преломляются в более оптически плотную область, возникнет собирающая линза (слева), однако при боковой накачке, пучок деформируется по горизонтали, так как не только приосевая область имеет нагрев. Для автоматизации сбора данных с измерительной системы было разработано программное обеспечение, использование которого приведено на рис. 3.

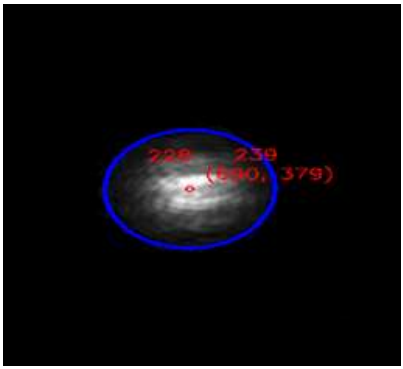


Рис. 3

Заключение

В результате работы было рассмотрено теоретическое описание процессов в лазере, с последующим моделированием. Для камер с поддержкой интерфейса GigE создано универсальное программное обеспечение, производящее обработку изображения пучка в реальном времени.

[1] Тарасов Л. В. // Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. – М.: Радио и связь, 1981, с. 301.

ПРИМЕНЕНИЕ ИНФРАКРАСНОЙ АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ДЛЯ РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ

М.А. Горчаков, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Проблема анализа углеводородных смесей является весьма актуальной. На предприятиях топливно-энергетического комплекса в число таких задач входят, например, определение параметров автомобильных бензинов (октановое число, фракционный состав, содержание бензола и других ароматических углеводородов). В частности, важным направлением исследований представляется разработка методов оптического контроля детонационных и других физико-технических характеристик органического топлива, а также содержания в нем отдельных химических углеводородных компонент [1, 2]. В данной работе рассматривается метод факторного анализа физико-технических свойств многокомпонентных топливных углеводородов (и в первую очередь – октанового числа топлива), основанный на обработке спектров поглощения ИК-диапазона [3]. Сложная структура топливных соединений характеризуется большим числом обертонных полос поглощения в среднем ИК-диапазоне. На рис. 1 приведен типичный спектр поглощения паров бензина в диапазоне 2 – 16 мкм, полученный с помощью ИК-Фурье спектрометра. Из приведенных данных следует,

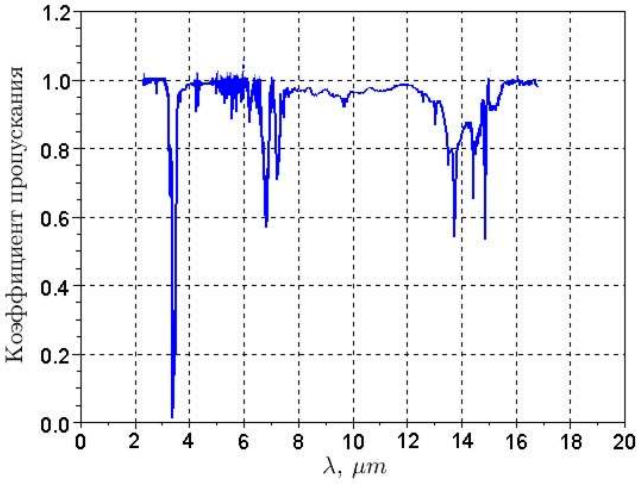


Рис. 1

что наиболее информативными для дальнейшей статистической обработки участками спектра являются характерные полосы в диапазоне длин волн 3,2 - 3,6 мкм и широкая зона 6,5 – 7,5 мкм. Для жидкофазных образцов бензинов значения коэффициентов поглощения в этих зонах достигают десятков $см^{-1}$. Однако использование этих участков спектра для прецизионной статистической обработки уровня поглощения топлива

наталкивается на ряд существенных трудностей, среди которых основными можно считать несовершенство оптоэлектронной элементной базы в среднем ИК-диапазоне и существенное искажение реальных значений при измерениях спектров поглощения бензинов со стороны водяных паров и других атмосферных фракций. В связи с этим для оценки эффективности рассматриваемого в работе метода линейного регрессионного анализа спектральных данных [3] был использован более коротковолновый диапазон 0,85 – 1,05 мкм, характеризующийся значительно меньшими коэффициентами поглощения образцов бензина (~ 0,1 – 0,4 $см^{-1}$), но позволяющий использовать технологически более эффективную элементную базу ближнего ИК-диапазона.

В представленном методе вычисление октановых чисел и других физико-технических параметров осуществляется на основе линейного регрессионного анализа спектра поглощения, что позволяет установить взаимосвязь между октановым числом бензина и его спектральными характеристиками, минуя стадию восстановления химического состава, т.е. представить ее в виде линейной комбинации коэффициентов поглощения бензина на различных оптических частотах:

$$y_i = \bar{y}_o + \sum_{j=1}^{k} (a_j x_{ij}),$$

где i обозначает номер образца топлива, y_i – вычисленное (предсказанное) значение измеряемого параметра i-го образца, a_j – определяемые статистическим алгоритмом коэффициенты линейной регрессии, x_{ij} – коэффициенты поглощения i-го образца на j-частоте оптического спектра. В рамках данного статистического анализа для определения характеристик бензина по спектру поглощения необходимо иметь базовый набор численных значений регрессионных коэффициентов, отражающих специфику сложных корреляционных взаимосвязей между компонентным составом углеводородного топливного соединения и его физико-техническими параметрами. Для определения по спектру поглощения параметров топлива необходимо определить численные значения регрессионных коэффициентов a_j, что может быть сделано за счет достаточного количества калибровочных измерений эталонных образцов. Определение численных значений a_j проводится по методу наименьших квадратов, в результате применения которого определяется комбинация коэффициентов, обеспечивающая минимальное значение среднеквадратического отклонения результатов регрессионного предсказания измеряемого параметра y_i от лабораторных значений. Регрессионное уравнение в матричном виде имеет вид: $\boldsymbol{Y} = \boldsymbol{X}\cdot\boldsymbol{a} + \boldsymbol{\varepsilon}$, где индекс $\boldsymbol{Y}$ – вектор известных октановых чисел, $\boldsymbol{X}$ – матрица показателей поглощения, $\boldsymbol{a}$ – вектор регрессионных коэффициентов, $\boldsymbol{\varepsilon}$ – вектор отклонений. Значения регрессионных коэффициентов $\boldsymbol{a} = (\boldsymbol{X'X})^{-1}\boldsymbol{X'Y}$ определяют как точность, так и устойчивость модели. Чтобы контролировать величину этих коэффициентов, вводится весовой коэффициент t, и уравнение для нахождения регрессионных коэффициентов принимает вид:

$$\boldsymbol{a} = \left(\boldsymbol{X}'\boldsymbol{X} - t\boldsymbol{I}\right)^{-1}\boldsymbol{X}'\boldsymbol{Y}.$$

Для проверки работоспособности метода оценки была использована макетная модель оптического анализатора ближнего ИК - диапазона, адаптированная для изме-

рения октанового числа высокооктанового бензина и ряда других физико-химических параметров топливных соединений с учетом спектральных особенностей образцов [3].

Специфика данного метода анализа и вида обертонового спектра углеводородов позволяет в качестве спектрометров использовать оптические анализаторы с низким частотным разрешением, но обладающие высокой чувствительностью по коэффициенту поглощения (не хуже 10^{-5} $см^{-1}$). В исследованной модификации октаномера для реализации точных измерений коэффициентов поглощения была использована плата сбора данных NI-PXI 6220 (16 разрядов) и предварительное многократное усреднение сигналов, соответствующих анализируемым компонентам ИК-спектра. При этом для достижения требуемой чувствительности измерений может быть выбран набор из 10 – 20 характерных участков в спектре поглощения углеводорода, обеспечивающий корректность регрессионного анализа (в использованной оптической схеме – 15 сигнальных длин волн).

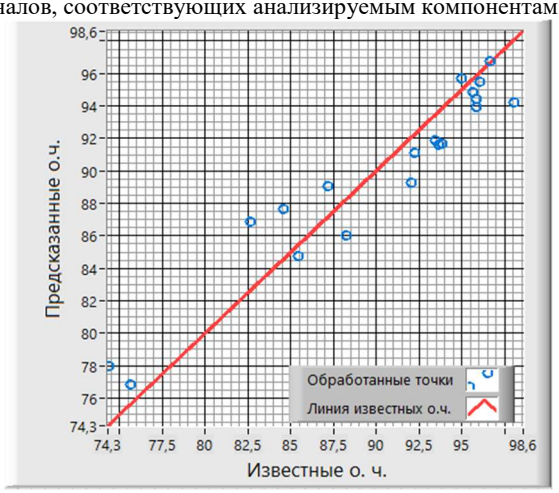


Рис. 2

На созданном макете были проведены измерения, при которых в качестве исследуемого параметра топливного соединения было выбрано октановое число бензина. На рисунке 2 представлены результаты обработки спектральных данных набора промышленных бензинов разных типов с широким разбросом значений октанового числа. По горизонтальной оси отложено лабораторное значение октанового числа, полученное при эталонном измерении на специальном ГОСТированном стенде (УИТ-85), а по вертикали – соответствующие величины, предсказанные в результате применения регрессионного анализа.

На рисунке 3 показана зависимость среднеквадратичного отклонения от параметра t, которая была получена методом кросс-валидации измеренных данных. Было выбрано значение $t = 0{,}003$, которое обеспечивает точность измерения октанового числа как для модельных, так и для тестируемых образцов бензинов.

Для данных, приведенных на рисунке 2, среднеквадратичное отклонение (RMS) результатов измерений от идеальной прямой не превосходит значения ~ 1 ед. октанового числа, т.е. вполне удовлетворяет современным требованиям по контролю данного параметра. При этом соответствующая относительная погрешность определения коэффициентов поглощения в проведенных исследованиях составляла не более 10^{-4}.

Необходимо отметить, что в случае прямых измерений октанового числа по степени оптического поглощения на любой из длин волн рабочего диапазона расхождение данных анализа с эталонными значениями превышает несколько единиц октанового числа. Такие данные отражают тот факт, что, как отмечалось выше, отличия в оптических свойствах однотипных веществ исключительно малы, и прямая интерпретация спектров поглощения не позволяет диагностировать комплексные физико-технические параметры топлива.

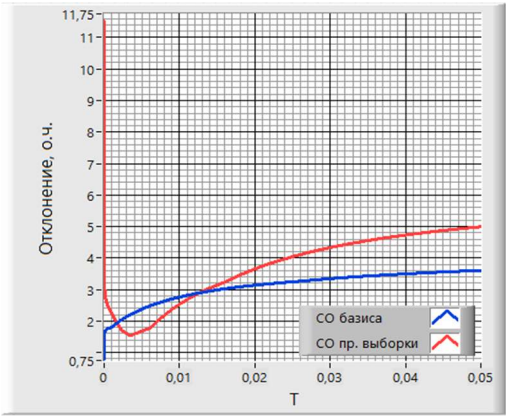


Рис. 3

Таким образом, применение факторного подхода, основанного на регрессионной обработке спектров поглощения на достаточном с точки зрения корректности анализа наборе оптических частот, приводит к значительному повышению точности распознавания для выделенного класса веществ по сравнению с методом абсорбционной спектроскопии. Необходимо отметить, что такого рода аналитическая система, обладающая потенциально высокой чувствительностью и стабильностью измерений, может быть применена для широкого круга аналитических задач при соответствующей настройке программного обеспечения.

[1] Бочаров В. Н., Ганеев А. А., Конюшенко И. О., Немец В. М., Пеганов С. А., Гуреев А.А. // Журнал аналитической химии. 2019. Т. 74, № 9. С.13.
[2] Астапов В.Н. // Научное обозрение. Технические науки. 2016. № 5. С. 5.
[3] Королев В.Н., Маругин А.В. // Журнал прикладной спектроскопии. 2000. Т. 67, № 2. С. 244.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМА МОНТАЖА МИКРООПТИКИ ДЛЯ ДИОДНЫХ ЛИНЕЕК

Э.К. Иванов[1, 2)], Д.Е. Святошенко[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ООО "МеЛСиТек"

Введение

Одним из форматов исполнения полупроводниковых лазеров является их изготовление в виде линейного массива отдельных излучателей, выполненных на одной подложке, называемого диодной линейкой [1]. Излучение диодной линейки является сильно расходящимся и астигматичным. Дальнейшее использование, например, ввод излучения в волокно, требует коллимации излучения микрооптикой [2].

Коллимация излучения диодной линейки по быстрой оси осуществляется с помощью линзы Fast Axis Collimation (FAC) lens. Для коллимации множества излучателей диодной линейки по медленной оси посредством одной линзы (Slow Axis Collimation, SAC lens) FAC линзу соединяют в единый узел с массивом цилиндрических линз, повернутых на 45° относительно оптической оси. Такая система называется модулем поворота пучка (Beam Transformation System, BTS) и осуществляет смену местами быстрой и медленной оси в пространстве.

Качество коллимации определяется величиной остаточной расходимости. И, в целом, она складывается из таких факторов как: остаточная расходимость оптики, геометрия излучателей и качество монтажа.

Для реализации монтажа в данной работе был разработан алгоритм, включающий в себя этапы программирования установки монтажа микрооптики: распознавание модуля поворота пучка на изображении, захвата, выравнивания, позиционирования и приклеивания.

Моделирование системы

Первым этапом работы была проработка алгоритма настройки BTS модуля посредством компьютерного моделирования. Для этого проводился расчёт оптической системы с помощью разработанного ПО, осуществляющего численный расчёт и анализ характеристик пространственного преобразования излучения методом геометрической оптики – трассировки лучей через преломляющие и отражающие поверхности по векторным законам Снеллиуса [3].

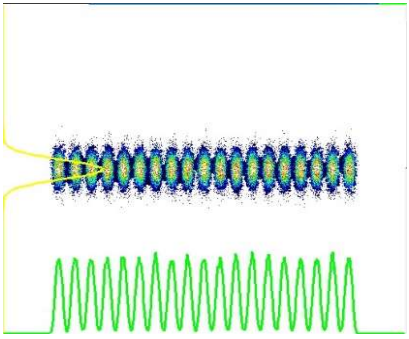


Рис.

Для применения метода были определены: распределение интенсивности (сетка лучей) источника излучения, уравнения поверхностей и анализирующая система – сенсор – ограниченная плоскость в пространстве, разбитая на равные участки

(пикселы), где происходит подсчёт попавших лучей.

Источник излучения задан как линейный массив одиночных излучателей с гауссовым профилем распределения и расходимостью 60° и 10° по быстрой и медленной оси соответственно, смоделированное распределение интенсивности которого можно наблюдать на рисунке.

Для моделирования передней и задней поверхностей BTS модуля подобрано уравнение **(1)**. Это преобразованное уравнение цилиндра, содержащее функцию **(2),** которая задаёт период (расстояние между излучателями) и наклон на 45° BTS модуля:

$$B(y,z) = \pm\sqrt{R^2 + B_0(y,z)^2}, \tag{1}$$

$$B_0(y,z) = mod\left(y - z - \frac{P}{2}, P\right) - \frac{P}{2}, \tag{2}$$

где знак выбирается в зависимости от ориентации поверхности (передняя/задняя), **R** – радиус микролинзы, **P** – период BTS, **mod(m,n)** – функция взятия остатка от деления m на n.

Нахождение точек пересечения лучей с поверхностями проводится с помощью численного метода Ньютона решения систем нелинейных уравнений [4]. Решаемая система уравнений имеет следующий вид:

$$\begin{cases} \boldsymbol{F}xyz = Aw * \boldsymbol{C} + \boldsymbol{O} - \boldsymbol{A}xyz \\ \boldsymbol{F}w = B(Ay - Ly, Az - Lz) + Lx - Ax,' \end{cases} \tag{3}$$

где **A**(x,y,z,w) – искомое решение, **C**(x,y,z) и **O**(x,y,z) – направляющие косинусы и исходная точка, падающего луча, **L**(x,y,z) – положение линзы в пространстве, **B** – уравнение **(1)** массива цилиндрических линз.

Для использования метода была задана матрица Якоби (**5**), содержащая частные производные уравнений системы по переменным искомого решения. Производная уравнения **(1)**, входящего в состав решаемой системы, описывается следующим уравнением:

$$B'(y,z) = \pm\frac{B_0(y,z)}{\sqrt{R^2 + B_0(y,z)^2}}. \tag{4}$$

Тогда матрица Якоби будет выглядеть так:

$$\begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & -1 & 0 & -B'(Ay - Ly, Az - Lz) \\ 0 & 0 & -1 & B'(Ay - Ly, Az - Lz) \\ Cx & Cy & Cz & 0 \end{pmatrix} \tag{5}$$

Поверхность FAC линзы описывается уравнением асферической поверхности [5] - модифицированным полиномом 14 степени с определёнными методом наименьших квадратов по минимуму остаточной расходимости коэффициентами. Моделирование и расчёт точек пересечения которой, были выполнены в ходе предыдущей работы по разработке алгоритма монтажа микрооптики на отдельные полупроводниковые излучатели.

Монтаж микрооптики

Монтаж проводился на автоматизируемой системе монтажа микрооптики. Она позволяет совершать операции перемещения по 3-м линейным координатам с разрешением порядка 0.1 мкм, и поворота по 3-м угловым с разрешением 1".

Монтаж любого оптического компонента состоит из следующих шагов:

1) Подъём оптического элемента с держателя.
2) Пассивная настройка – выравнивание элемента относительно излучателя по камерам бокового обзора.
3) Активная настройка – выравнивание элемента по регистрируемым характеристикам излучения, таким как остаточная расходимость, мощность излучения и форма распределения интенсивности ближнего поля.
4) Приклеивание элемента к излучателю, включающего нанесение клея и его засветку с выполнением активного трекинга (выравнивание элемента по характеристикам излучения в течении всей сушки клея.

Подъём и выравнивание элементов реализован с помощью встроенных в ПО установки монтажа алгоритмов машинного зрения по определению границ. Определение границ всегда проводится по двум точкам выделенной стороны элемента относительно центра камеры. Положение по высоте рассчитывается методами автофокусировки, например, по максимуму контраста или градиенту фокуса.

Для выполнения активной настройки, основываясь на результатах моделирования был реализован алгоритм выравнивания модуля поворота пучка. В ходе выполнения настройки последовательно выполняются различные одномерные и двумерные сканирования модуля поворота пучка относительно диодной линейки с сопутствующей регистрацией требуемой характеристики излучения.

Последовательность выполнения сканирований подобрана таким образом, чтобы из полученного распределения выбранной характеристики излучения определить явную зависимость параметра излучения от наличия одних отклонений при отсутствии значительного влияния остальных, не исправленных до настоящего этапа алгоритма, отклонений.

По разработанному алгоритму был проведён успешный монтаж BTS модуля на диодную линейку с результатом остаточной расходимости 4.8 мрад, находящейся в рамках величины остаточной расходимости из спецификации модуля поворота пучка.

[1] Bachmann F., Loosen P., Poprawe R. // Technology and Applications. Springer Science+Business Media, LLC. 2007. P. 121.
[2] Hill W., Hauschild D., Mitra T. et al. // Laser+Photonik. 2005. № 3. P. 24.
[3] Никулин Е.А. Компьютерная геометрия и алгоритмы машинной графики. – СПб.: БХВ-Петербург. 2003. 560 с.
[4] Калиткин Н.Н. Численные методы: учеб. пособие. – 2-е изд., исправленное. – СПб.: БХВ-Петербург. 2011, с. 172.
[5] Pruss, Christof et al. // Optics & Photonics News. 2008. Vol. 19. P. 26.

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ С ВОЛОКОННОЙ БРЕГГОВСКОЙ РЕШЕТКОЙ

А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Развитие нового поколения квантовых стандартов частоты с использованием возбуждаемых оптическим излучением ансамблей рабочих атомов требует, в свою очередь, создания эффективных лазерных источников излучения соответствующего диапазона. Анализ работоспособности систем этого типа позволяет сформулировать набор основных требований к параметрам лазерного излучателя, предназначенного для использования в оптической части схемы [1]. Это прежде всего диапазон перестройки – не менее 1,5 нм; управляемый шаг перестройки – до 0,02 нм (с возможностью прецизионной подстройки); мощность излучения – от 1 до 5 мВт и минимальный уровень амплитудных шумов излучения в радиодиапазоне. Последний параметр играет ключевую роль для осуществления эффективного взаимодействия лазерного излучения с атомными пучками, предполагающего обеспечение минимальной долговременной нестабильности амплитуды и частоты.

Возможным вариантом лазерного источника для такого рода систем может стать стабилизированный и перестраиваемый по частоте полупроводниковый лазер, генерирующий на длине волны эталонного перехода (например, 780,2 нм для Rb). Однако типичный инжекционный полупроводниковый лазер, даже с распределенной обратной связью (DFB-структура), не может обеспечить требуемую в данной схеме предельно низкую ширину линии излучения (не более 100 кГц) и соответствующий пониженный уровень частотных и амплитудных шумов. Традиционно используемый для достижения сужения линии генерации вариант внешнего открытого резонатора тоже нельзя считать оптимальным для решения этой задачи, так как внешнее зеркало подвержено влиянию технических шумов и вибраций, что делает работу такого излучателя крайне неустойчивой. В данной работе исследована схема полупроводникового лазерного излучателя, в котором стандартный лазер на квантовых ямах совмещен интегрально с брэгговской решеткой (n_{eff}), сформированной на начальном участке выходного волоконного световода [2] (рис. 1).

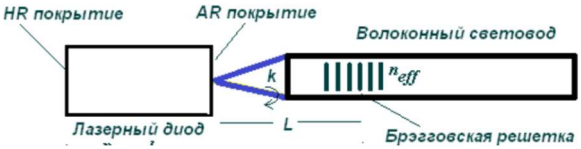


Рис. 1

Такая конфигурация излучателя позволяет обеспечить эффективное управление спектром излучения за счет селективной оптической обратной связи k и прецизионной перестройки частоты генерации посредством управления температурой внешнего плеча резонатора L.

Экспериментально были исследованы однотипные лазеры с волоконной брэгговской решеткой, работающие в диапазоне длин волн $\lambda = 1277 \leftrightarrow 1561$ нм. На рис. 2 приведен характерный вид спектра такого лазера при условии оптимального согласования оптических параметров непосредственно лазерного диода и внешнего волоконного резонансного отражателя, зарегистрированный с помощью оптического анализа-

тора спектра ANDO 6317. Оптимизация одночастотного режима осуществлялась раздельным управлением температурой и рабочим током диода, а также широкодиапазонным согласованием излучателя с внешним волоконным волноводом с помощью независимого элемента Пельтье.

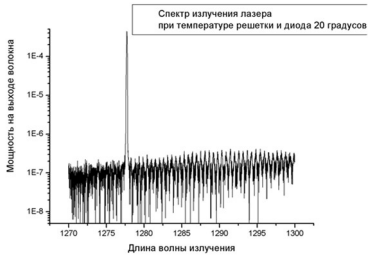


Рис. 2

Результаты наших исследований показывают, что прецизионным управлением по питанию излучателя и температуре элементов схемы можно достичь устойчивого одночастотного режима генерации данного типа излучателей в непрерывном режиме на уровне 1–2 мВт и подавлением боковых мод на уровне 30 – 40 дБ по оптической мощности. При этом остается возможность плавной точной подстройки частоты генерации прецизионным управлением температурой волоконной брэгговской решетки с помощью встроенного в схему излучателя элемента Пельтье. Проведенные измерения показали, что в условиях такого одночастотного режима можно осуществлять прецизионную перестройку длины волны излучателя с коэффициентом ~0,005 нм/град.

Следует отметить, что использованная конфигурация излучателя представляет собой комбинацию нескольких отражателей (рис. 1), составляющих общий резонатор со сравнимыми значениями парциальной добротности. В этой связи рассогласование отдельных элементов оптической схемы с учетом сложной нелинейной зависимости структуры лазерного излучения от параметров системы может привести к критическим изменениям в режиме работы излучателя. На рис. 3 представлены наиболее наглядные зависимости, отражающие эффект вариации мощности излучателя и низкочастотных амплитудных шумов при несинхронизованной с диодным лазером независимой перестройке температуры внешнего плеча резонатора (брэгговской решетки).

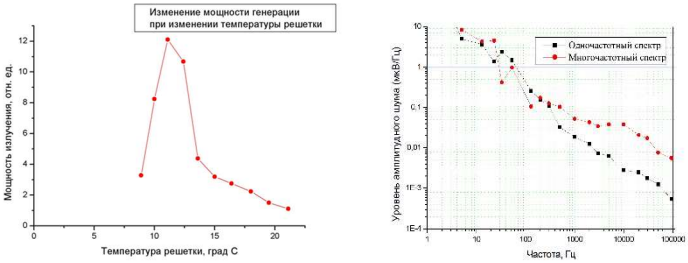


Рис. 3

Из рисунка отчетливо видно, что широкодиапазонные вариации температуры волоконной части схемы обязательно должны сопровождаться соответствующей корректировкой параметров самого излучателя (током или температурой). В противном случае, как это и следует из приведенного экспериментального графика, мощность лазера может быть промодулирована влиянием внешней части оптического резонато-

ра в несколько раз, что, конечно же, нежелательно при использовании такого излучателя для прецизионной накачки атомных систем.

Таким образом, проведенные исследования продемонстрировали, что диодный лазер с волоконной брэгговской решеткой и независимой подстройкой температуры для каждого элемента позволяет подстраивать излучатель на нужную длину волны с точностью не хуже 0,01 нм (~ 2 ГГц). При этом уверенно контролируется режим одночастотного спектра генерации с выходной мощностью на уровне в несколько милливатт и подавлением боковых мод. Температурная подстройка лазерного диода обеспечивает широкодиапазонную подстройку линии усиления для согласования ее со спектральным «окном» отражения решетки, а прецизионная подстройка температуры решетки обеспечивает одночастотную генерацию на отдельной продольной моде составного резонатора. В то же время достижение максимальной стабильности спектра на больших временных интервалах требует активной долговременной стабилизации тока и температуры излучателя, что является самостоятельной технической задачей.

[1] Ovchinnikov, Yu., Marra G. // Metrologia. 2011. Vol. 48. P. 87.
[2] Дураев, В. П. // Фотоника. 2007. №3. С. 24.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ТИПОВ КАЛИБРОВОЧНЫХ СТРУКТУР, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНО ИЗЛУЧАЮЩИХ ЛАЗЕРОВ

А.Р. Мельчанов[1)], Д.Е. Святошенко[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] ООО «МелСиТек»

Введение

Вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) – перспективная разновидность полупроводниковых лазеров, в которых генерация излучения происходит в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры [1]. Конструктивно, ВИЛ представляет собой два распределенных брэгговских отражателя (РБО) разделенных областью, которую принято называть микрорезонатором (МР).

Важной задачей при изготовлении ВИЛ на этапе эпитаксиального роста лазерной структуры является спектральное совмещение взаимного положения обоих РБО и МР, которое определяется фактическим составом и толщинами слоев. Обычно, для решения этой задачи используются тестовые процессы роста упрощенной структуры.

В данной работе сравниваются различные типы таких калибровочных структур, которые могут быть использованы при производстве ВИЛ; прорабатывается алгоритм анализа и подгонки параметров калибровочных структур по спектрам их оптического отражения.

Основные элементы теории

В основе принципа работы РБО лежит явление многолучевой интерференции электромагнитных волн в слоистых структурах. Наиболее общим условием, определяющим положение центра РБО является условие Брэгга, записанное в следующем виде:

$$n_1 d_1 + n_2 d_2 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{2}, \qquad (1)$$

частным случаем которого являются более привычные соотношения, определяющие оптимальные толщины слоев, составляющих РБО:

$$d_1 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{4n_1}, d_2 = \frac{\lambda_{\text{Бр}}}{4n_2}. \qquad (2)$$

Различные типы калибровочных структур

Простейшим вариантом калибровочной структуры является одиночный РБО. В данной работе показано, что для практических целей подобный тип структуры неэффективен. Это связано с тем, что амплитудные спектры оптического отражения РБО слабо отличаются друг от друга при невыполнении условия (2), но сохранении общего условия Брэгга (1). В связи с этим достоверная возможность определения фактических толщин каждого слоя РБО отсутствует, что оставляет фазу отражения неопределенной.

Практический интерес представляет изучение спектров оптического отражения структуры, в которой толщина последнего из слоев является кратной толщиной слоя такого же материала в составе РБО, а сам РБО растится с уменьшенным количеством периодов. При этом внутри зоны подавления электромагнитных волн в спектре оптического отражения структуры возникает провал, связанный с положением моды МР, сформированной РБО со стороны подложки и границей раздела полупроводник-воздух с противоположной стороны.

С помощью спектрофотометра Perkin Elmer Lambda 1050 был снят экспериментальный спектр отражения образца, который был выращен для целевой длины волны $\lambda_{Бр}$=990 нм. На рисунке 1 приведены экспериментальный и модельный спектры отражения структуры. Модельный спектр отражения получен в результате подгонки теоретической модели структуры к экспериментальным данным. При этом скорости роста всех слоев одинакового состава, включая более толстый слой МР, считаем одинаковыми. На рисунке 2 приведен график линий уровня среднеквадратичного отклонения (СКО) для разницы спектров отражения теоретической модели и экспериментальных данных. Из графика следует, что СКО имеет единственный хорошо выраженный минимум. Это делает возможным проводить вычисление фактических толщин слоев РБО однозначным образом посредством решения обратной задачи для подобного типа калибровочных структур.



Рис. 1

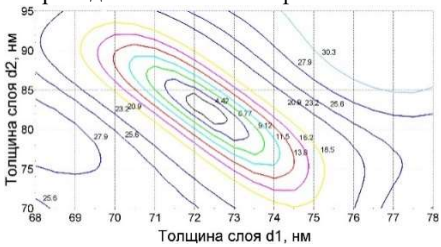


Рис. 2

Описанным выше типом калибровочной структуры возможно определить толщины слоев одного РБО. В этом случае для калибровки роста ВИЛ необходимо проведение, как минимум, двух калибровочных процессов со структурами данного типа (условия эпитаксиального роста n-РБО и p-РБО отличаются, а, следовательно, отличаются и фактические толщины слоев).

На следующем этапе работы был предложен и рассмотрен вариант калибровочной структуры, состоящий из укороченного n-РБО, МР и укороченного p-РБО. Для экспериментальной структуры данного типа была проверена и отработана возможность послойного селективного удаления p-РБО с МР. На рисунке 3 приведены экспериментальный и модельный спектры отражения структуры, выращенной на длину волны 804 нм, до и после селективного удаления p-РБО.

Толщины слоев и спектральное рассогласование положения моды МР относительно центра n-РБО части структуры после удаления p-РБО могут быть достоверно определены описанным ранее способом. Чтобы найти относительное рассогласование p-РБО, предлагается использовать следующий метод: в процессе послойного селективного удаления p-РБО измеряются спектры оптического отражения, начиная со

спектра отражения исходной структуры, и выполняется построение зависимости смещения положения моды МР от количества пар слоев р-РБО. В случае идеального спектрального согласования всех составляющих структуры (n-РБО, МР и р-РБО) смещения не наблюдается. В противном случае, когда хотя бы один из составляющих структуры имеет спектральное рассогласование, будет наблюдаться смещение моды МР, которое имеет место быть на рис. 3.

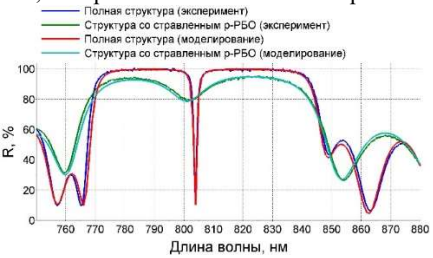


Рис. 3

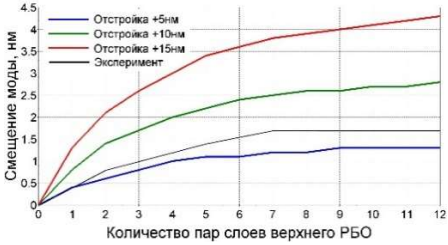


Рис. 4

На рисунке 4 показано семейство кривых, которое иллюстрирует зависимость смещения положение моды МР относительно брэгговской длины волны в зависимости от количества пар слоев верхнего РБО при разной величине отстройки положения р-РБО. Построение выполнено для случая, когда n-РБО и МР согласованы (см. рис. 3), а р-РБО имеет отстройку положения спектра. Также на рис. 4 приведена экспериментальная зависимость положения моды МР от количества пар слоев р-РБО, полученная из спектров оптического отражения при его удалении. Из сопоставления теоретических и экспериментальных данных можно сделать вывод, что рассогласование в данной структуре составляет 6 нм.

Заключение

В работе рассмотрены различные виды калибровочных структур, которые могут быть использованы для калибровки эпитаксиального роста при изготовлении ВИЛ. Показано, что использование структуры, состоящей из одного РБО является малоинформативным, тогда как структура, состоящая из одного РБО и МР, предоставляет возможность однозначного восстановления толщин слоев по спектрам её оптического отражения. Наиболее предпочтительным вариантом с точки зрения затрат на изготовление представляется структуры с двумя РБО разделенными МР: послойно стравливая верхнее РБО, можно вычислить рассогласование положения центров РБО по измеренному уходу положения моды МР.

[1] Iga K. // Japanese Journal of Applied Physics. 2008. Vol. 47. P. 1.

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА КРИСТАЛЛЕ $YVO_4:ND^{3+}$ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

И.Д. Самойлов, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Лазерные системы широко используются в различных сферах деятельности (промышленность, медицина, экология и др.). В частности, широкий интерес к компактным и эффективным лазерам средней и высокой мощности (от единиц до сотен ватт) связан с возможностью их применения для задач обработки материалов (резка, гравировка). Преимуществами лазерной обработки перед механической являются высокая точность, стабильность, долговечность и гибкость применения. Для обеспечения высокой стабильности параметров необходимо применение специальных алгоритмов, основанных на постоянном мониторинге параметров и методах влияния на эти параметры (обратная связь).

В настоящее время одним из распространенных типов лазеров для гравировки – это неодимовые твердотельные лазеры на алюмоиттриевом гранате (Nd:YAG) с модуляцией добротности [1], излучающие на первой (1064 нм) или второй (532 нм) гармонике. Для получения второй гармоники часто применяется метод внутрирезонаторного удвоения, когда нелинейный кристалл помещается непосредственно в резонатор лазера, что обеспечивает максимальный коэффициент преобразования мощности первой гармоники во вторую [2].

Использование в лазерах кристалла иттриевого ванадата, легированного неодимом ($Nd^{3+}:YVO_4$), позволяет достичь большей эффективности для источников лазерного излучения по сравнению с Nd:YAG [3]. В данном случае преимуществами кристаллов ванадата является его анизотропия, позволяющая получать линейно поляризованное излучения при минимальном влиянии эффектов двулучепреломления, а также высокие коэффициенты поглощения накачки и усиления лазерного излучения. Использование в качестве удвоителя кристаллов LBO [4], который отличается самым высоком порогом повреждения среди всех нелинейных кристаллов, позволяет получить выходное излучение малой расходимости с дифракционным качеством пучка.

В настоящей работе проведены исследования параметров генерации стендового варианта лазера на кристаллах $Nd^{3+}:YVO_4$ и LBO на длине волны 532 нм, а также исследование возможности стабилизации выходных параметров лазера за счет применения алгоритмов обратной связи.

Описание экспериментальной установки

Кристалл $Nd^{3+}:YVO_4$ (a-cut) был сориентирован в схеме для получения линейной поляризации на 1064 нм, перпендикулярной плоскости схемы резонатора. Для оптической накачки кристалла использовалась диодная линейка с волоконным выводом излучения на длине волны 808 нм и мощностью 50 Вт. Для коллимации и фокусировки излучения диодной линейки использовалась система линза с фокусами 20 мм и 65 мм, просветленные на 808 нм. П-образный резонатор был образован четырьмя «глухими» зеркалами на 1064 нм, два из которых - поворотные дихроичные зеркала, про-

пускающими накачку, одно – «выходное» зеркало с пропусканием излучения 532нм, и еще одно «глухое» зеркало, рядом с которым в резонаторе был расположен акустооптический модулятор для реализации режима модуляции добротности (рис. 1). Рядом с «выходным» зеркалом размещался кристалл LBO и «возвратное» зеркало, просветленное на длину волны 1064 нм и зеркальное на 532 нм. Кристалл LBO, вырезанный для некритичного фазового синхронизма, был зафиксирован в термостабилизированном корпусе с поддержанием температуры около 149 °C (пр-во «Eksma-Optics»).

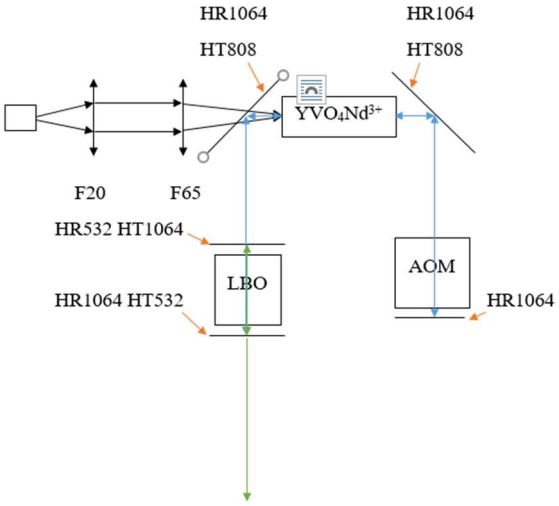


Рис. 1

Поскольку мощность генерации любого лазера напрямую определяется мощностью накачки, для стабилизации и управления выходной мощностью генерации необходимо реализовать контроль выходной мощности и управление мощностью накачки.

Для определения мощности излучения диодной линейки, а также для контроля выходной мощности излучения был установлены фотодиоды Ф.Д.1 и Ф.Д.2. (рис. 2), которые были прокалиброваны по оптической мощности излучения накачки и генерации с помощью поверенных измерителей мощности.

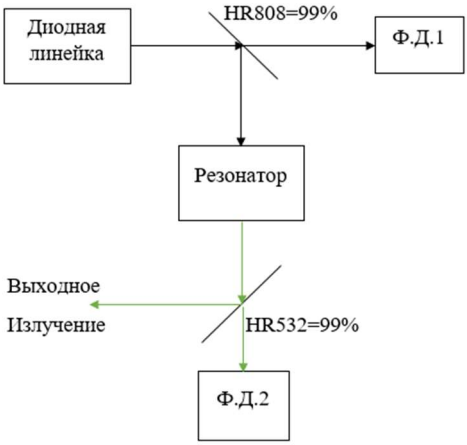


Рис. 2

Аналоговый сигнал с фотодиодов оцифровывался и усиливался с помощью платы управления. Изменение мощности накачки, а тем самым и мощности генерации, производилось за счет изменения тока диодной линейки.

Принцип работы системы стабилизации мощности

В данной схеме подстройка выходной мощности осуществляется с помощью пропорционально-интегрально-дифференцирующего регулятора, который формировал управляющий сигнал на источник тока диодной линейки (рис. 3).

Управляющий сигнал, состоит из трех параметров: сигнала рассогласования, представляющего собой разницу сигналов калибровки и входного сигнала, интеграла сигнала рассогласования и производной сигнала рассогласования.

Для поддержания заданного значения r(t) на вход регулятора подается разница между заданным значением (x_0) и реальным (x): $e(t) = x - x_0$. Выходной сигнал регулятора определяется тремя слагаемыми:

$$u(t) = P + I + D = K_p e(t) + K_d \frac{de}{dt} + K_i \int_0^t e(\tau)\, d\tau\,,$$

где K_p – пропорциональный коэффициент усиления, K_i – интегральный коэффициент усиления, K_d – дифференциальный коэффициент усиления.

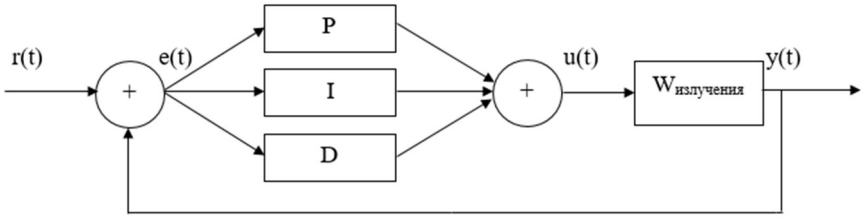


Рис. 3

Разница между заданным излучением r(t) и реальным y(t) подается на вход регулятора.

В настоящей работе проведены работы по сборке и исследованию параметров генерации высокоэффективного лазера на кристаллах Nd^{3+}:YVO_4 и LBO, излучающего длине волны 532 нм в импульсно-периодическом режиме (частота от 10 до 100 кГц). Достигнута средняя мощность излучения 7 Вт (при коэффициенте преобразования от мощности накачки около 28%) при дифракционном качестве пучка генерации. Рассмотрены изменения излучения накачки от температуры диодной линейки. Показана возможность стабилизации мощности генерации: разработана система стабилизации выходной мощности лазера и проведена настройка параметров пропорционально-интегрального регулятора. В результате получена высокая стабильность мощности лазера при долгосрочной работе (до часа) с нестабильностью на уровне не более 1 %.

[1] Elder, Legge D., Beedell J. and Marchington R. Advanced Solid-State Photonics, Technical Digest (Optical Society of America, 2006), paper MB20.
[2] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 512 с.
[3] Никитин С.И., Низамутдинов А.С., Нуртдинова Л.А. Лазер на кристалле иттрий алюминиевого граната с неодиомом. Методическое пособие. – Казань, 2013, 50 с.
[4] Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Справочник. – М.: Радио и связь, 1991, 160 с.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕЛЕНИДА ЦИНКА

Р. Шахин[1)], А.П. Савикин[1)], С.В. Курашкин[2)]

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

Поиск новых нелинейно-оптических материалов и исследование их свойств является актуальной научной задачей. Особенный интерес представляют поликристаллические нелинейные среды прозрачные в ИК-диапазоне длин волн.

Целью настоящей работы являлось исследование нелинейных свойств поликристаллического селенида цинка.

В институте химии высокочистых веществ были изготовлены две группы поликристаллических образцов селенида цинка, отличающихся между собой средней величиной зерна (рис. 1). Все образцы изготавливались из одной части пластины CVD-ZnSe, но образцы второй группы дополнительно подвергались газостатической обработке при высоком давлении (90 МПа) и температуре (1050 градусов Цельсия) в течение суток. В результате были получены поликристаллы ZnSe длиной от 5 до 25 мм со средним размером зерна 68 мкм и 300 мкм соответственно.

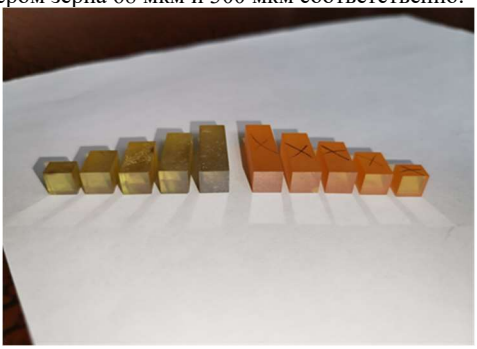


Рис. 1

На рис. 2 представлены спектры оптического пропускания отожженного и неотожженного образцов длиной 15 мм. Из графиков видно, что общий уровень оптического пропускания в отожженном образце значительно ниже. Подобная разница, по-видимому, связана с высоким уровнем рассеивания внутри образца вследствие большого размера образовавшихся кристаллитов.

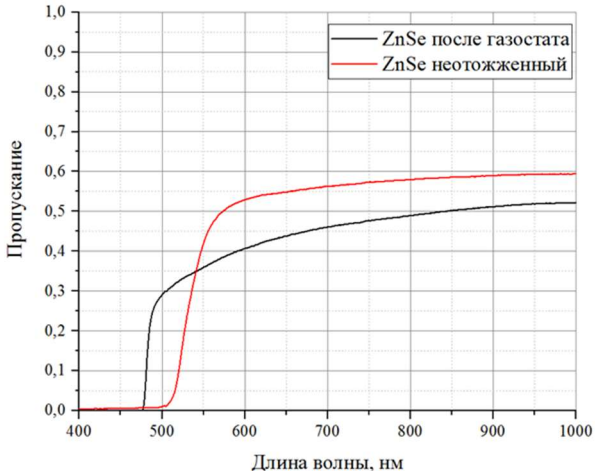


Рис. 2

Исследуемые образцы были использованы в качестве нелинейных оптических элементов в эксперименте по преобразовании излучения Tm^{3+}:YAP лазера с длиной волны 1,94 мкм во вторую гармонику. Для этого образцы ZnSe помещались в коллимированный лазерный пучок диаметром около 1 мм. При этом тулиевый лазер работал в режиме акустооптической модуляции добротности со средней мощностью около 3 Вт, при длительности и частоте следования импульсов 400 нс и 3 кГц, соответственно. Проходящее сквозь образец излучение на длине волны 1.94 мкм отсекалось с помощью фильтра, а генерируемое излучение второй гармоники регистрировалось с помощью монохроматора и кремниевого фотодетектора.

В результате были сняты спектральные кривые излучения второй гармоники с максимумом на длине волны 967.5 нм (рис. 3).

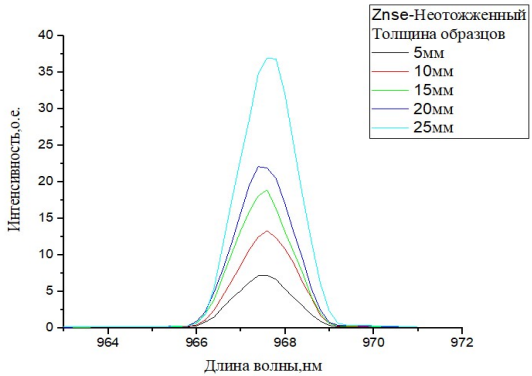


Рис. 3

Был установлен факт практически линейного роста эффективности преобразования во вторую гармонику с увеличением длины неотожженных образцов ZnSe. Для образцов, которые подвергались газостатической обработке, эффективность ГВГ была в целом ниже, а закон линейного роста эффективности преобразования с длиной образцов не выполнялся. По всей вероятности, малое число кристаллитов на длине образца и высокий уровень внутренних потерь препятствовали эффективному преобразованию излучения во вторую гармонику. Кроме того, было установлено, что эффективность преобразования не изменяется при повороте образцов вокруг нормали к входной грани.

С целью объяснения полученных результатов и сравнения с теорией были проведены численные расчеты эффективности преобразования излучения во вторую гармонику. Основные формулы, по которым проводился расчет, взяты из литературы [1, 2]. В результате была построена теоретическая кривая зависимости интенсивности излучения второй гармоники от толщины образцов со средним размером зерна 68 мкм (рис. 4).

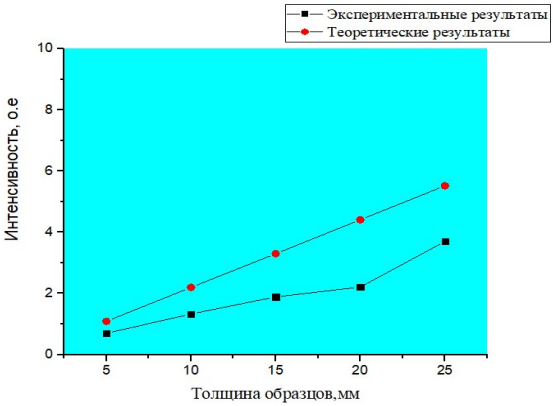


Рис. 4

Максимальная эффективность преобразования в неотожжённых образцах по теоретическим оценкам составила величину порядка 6×10^{-5}. Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения поликристаллического селенида цинка в качестве нелинейно-оптического элемента в лазерных системах ИК-диапазона.

[1] Дмитриев В.Г., Тарасов Л.В. Прикладная нелинейная оптика. – М: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 512 с.

[2] Гурзадян Г.Г., Дмитриев В.Г., Никогосян Д.Н. Нелинейно-оптические кристаллы. Свойства и применение в квантовой электронике. – М.: Радио и связь, 1991, 160 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ YAP:TM3+ ЛАЗЕРА С ПРИМЕНЕНИЕМ КАМЕРЫ ПЗС

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В экспериментах, связанных с использованием лазерного излучения, часто возникает задача определения пространственных характеристик лазерного пучка. Распределение интенсивности в поперечном сечении, перетяжка и расходимость пучка являются важными параметрами лазерной системы и имеют ряд требований и ограничений к способам их регистрации.

В настоящее время широкое применение находят источники лазерного излучения, работающие в диапазоне длин волн 1,9–2,1 мкм, совпадающем с колебательно-вращательными спектрами поглощения молекулярных газов, (например, твердотельные лазеры на ионах Tm3+ и Ho3+), которые можно использовать в лидарах, системах контроля загрязнения окружающей среды, диагностической медицины и хирургии [1, 2]. Диапазон спектральной чувствительности матрицы ПЗС не позволяет проводить измерения в спектральной области с длинами волн $\lambda > 1$ мкм. Поэтому для регистрации пространственных характеристик радиально-симметричных лазерных пучков среднего ИК диапазона спектра используется метод движущейся щели или метод меняющейся апертуры с использованием калориметрического измерителя мощности. Для анализа двухмерного профиля лазерных пучков применяются пироэлектрические камеры, такие как Ophir Pirocam III. Первый метод не подходит для измерения профиля многомодовых пучков. К недостаткам пироэлектрической камеры можно отнести большой размер пикселей, примерно на порядок величины превышающий размер пикселей матрицы ПЗС, меньшую чувствительность порядка 2,2 мВт/см2, а также значительно большую стоимость.

В данной работе предлагается метод измерения распределения интенсивности в поперечном сечении пучка излучения YAP:Tm^{3+} лазера с длиной волны λ=1,94 мкм посредством преобразования ИК излучения в видимый диапазон спектра в стекле ZBLAN:Ho^{3+} и регистрации преобразованного излучения с помощью камеры Pulnix TM-7CN. Перспектива использования более доступных ПЗС камер, для регистрации параметров лазерных пучков среднего ИК излучения делает данный метод коммерчески более выгодным решением.

В видимом диапазоне спектра ап-конверсионной люминесценции стекла ZBLAN:Ho^{3+} присутствует зелёная (λ = 545 нм) и красная (λ = 650 нм) полосы. Наибольшую интенсивность имеет полоса с длиной волны 650 нм, соответствующая переходу $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ в ионе Ho^{3+}. Известно, что люминесценция с повышением частоты может возникать вследствие двух процессов: последовательного (ступенчатого) поглощения фотонов возбуждающего излучения и обмена энергией между ионами [3]. Поскольку энергия квантов излучения YAP:Tm^{3+} лазера E ≈ 5140 $см^{-1}$ (1945 нм) совпадает с энергией перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5I_7$, то уровень $^5I_7$ имеет наибольшую населённость из всех остальных возбуждённых состояний. Все последующие переходы из возбуждённых состояний, сопровождающиеся как поглощением лазерного излучения, так и межионным взаимодействием, находятся вне резонанса и происходят с участием колебаний кристаллической решетки ZBLAN. Поэтому вероятности переходов на

порядки величин меньше и, как результат, эффективность преобразования 2-х микронного излучения в видимый диапазон не превышает 0,02% [4]. Однако, высокая чувствительность матрицы ПЗС позволяет регистрировать излучение ап-конверсионной люминесценции.

Экспериментальная схема измерительной установки изображена на рис. 1. В качестве источника излучения (6) использовался YAP:Tm^{3+} лазер с диодной накачкой, работающий на длине волны λ=1,94 мкм в стационарном режиме генерации с выходной мощностью до 4 Вт. С помощью собирающей линзы (5) с фокусным расстоянием 180 мм пучок излучения фокусировался в плоскопараллельную пластинку (3) квадратной формы (размером 15×15 мм) с полированными рабочими поверхностями толщиной 2 мм, изготовленную из фторцирконатного стекла ZBLAN, содержащего один массовый процент ионов Ho^{3+}. Стекло ZBLAN характеризуется высокой оптической однородностью. Пластинка располагалась перпендикулярно направлению лазерного пучка. Среднее значение интенсивности света, падающего на матрицу ПЗС, составило 5 мВт/см^2. Вследствие явления ап-конверсии лазерное излучение с длинной волны λ = 1,94 мкм в пластинке ZBLAN:Ho^{3+} преобразовывалось в излучение видимого диапазона спектра, соответствующего области спектральной чувствительности матрицы ПЗС. Поскольку явление ап-конверсии имеет линейную зависимость интенсивности вторичного (преобразованного) излучения от интенсивности первичного лазерного излучения [3], то распределение интенсивности в поперечном сечении вторичного излучения соответствовало распределению интенсивности первичного излучения. Образец ZBLAN:Ho^{3+} и камера (1) крепились на перемещающемся вдоль продольной координаты z штативе (4). С помощью собирающей линзы (2) с фокусным расстоянием 50 мм выполнялся перенос изображения пучка в образце на матрицу ПЗС. Изображение переносится объективом на матрицу ПЗС либо в масштабе 1:1, либо с увеличением (что может обеспечить измерение распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка с большим разрешением). После того, как излучение попадало на матрицу камеры, на экране компьютера (7) формировалось изображение, представляющее собой распределение интенсивности в двух перпендикулярных друг другу сечениях *x* и *y*, проходящих через точку с максимальной интенсивностью света. Вычисление поперечных размеров пучка выполнялось в этих сечениях по уровню 1/e^2 от максимального значения интенсивности. Перемещением штатива с камерой и линзой вдоль оси z проводилось измерение распределения, соответствующее поперечному распределению интенсивности лазерного пучка в различных сечениях. В качестве опорных (проверочных) значений параметров лазерного излучения была измерена перетяжка лазерного пучка методом сканирующего ножа (или

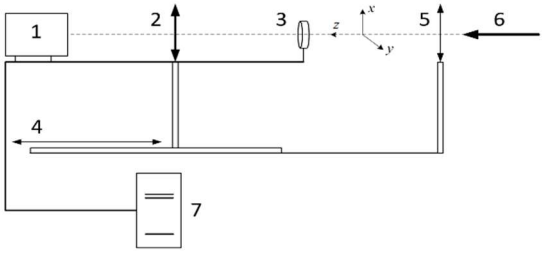


Рис. 1

движущихся границ). Ширина пучка измерялась по двум положениям границы среза, которые определялись 84 и 16% прохождением мощности.

На рис. 2 представлены измеренные значения поперечного сечения лазерного пучка в зависимости от продольной координаты. По горизонтальной оси отложено расстояние в мм от образца ZBLAN:Ho^{3+} до фокусирующей линзы, по вертикальной – диаметр пучка в мкм. Линия (1) соответствует измерениям, полученным с помощью камеры ПЗС с визуализацией лазерного излучения в ZBLAN:Ho^{3+}, (2) – измерениям ножевым методом. Из сравнения результатов измерений, проведенных двумя методами, видно, что они совпадают с хорошей степенью точности. Перетяжка пучка в обоих случаях составила примерно 145 мкм на расстоянии 205 мм от фокусирующей линзы. Коэффициент M^2 составил 1,2.

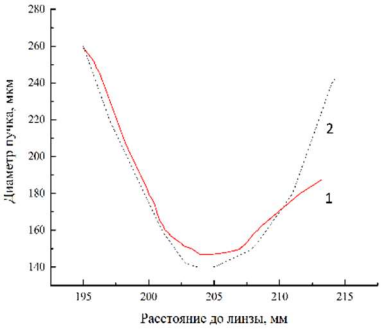


Рис. 2

Таким образом, была рассмотрена реализация метода регистрации пространственных характеристик 2-х микронного лазерного излучения посредством преобразования в видимый диапазон в стекле ZBLAN:Ho^{3+} с последующей регистрацией преобразованного излучения камерой ПЗС. Метод позволяет проводить измерения профиля интенсивности лазерного пучка и рассчитывать его оптические параметры. Продемонстрированно, что измеренные данным методом параметры пучка совпадают с параметрами, полученными при измерении ножевым методом. Представленный метод регистрации пространственных характеристик 2-х микронного лазерного излучения может использоваться в практических задачах, как коммерчески более выгодное решение по сравнению с использованием дорогих координатно-чувствительных детекторов ИК излучения.

[1] Loftus T. H., Liu A., Hoffman P. R. et al. // Opt. Express. 2006. Vol. 14. P. 6069.
[2] Walsh B.M. // Laser Physics. 2009. Vol. 19. P. 855.
[3] Казарян А.К., Тимофеев Ю.П., Фок М.В. // В кн.: Тр. ФИАН. – М.: Наука, 1986, 175, с. 4.
[4] Lyapin A.A., Ryabochkina P.A., Ushakov S.N. et al. // Quantum Electronics. 2014. Vol. 44. P. 602.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ МЕЖДУ ИОНАМИ Ho^{3+} И Yb^{3+} В МАТРИЦЕ ZBLAN ПРИ НАКАЧКЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1,94 МКМ

К.Э. Сумачев, А.П. Савикин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Широкое использование лазеров ближнего ИК диапазона в медицине и экологии инициировало работы, посвящённые синтезу керамик, легированных ионами Ho^{3+} для преобразования ИК излучения в области 2-х мкм в видимый диапазон спектра [1-3] и их использование в качестве визуализаторов. Диффузно рассеивающие керамические образцы удобно применять для обнаружения лазерного пучка в различных участках оптической системы, а также на начальном этапе юстировки резонатора и качественного определения модового состава лазерного пучка. Образцы, изготовленные в виде стеклянных пластинок с высоким оптическим качеством можно использовать как преобразователи ИК спектра излучения в спектральный диапазон чувствительности матрицы ПЗС с целью измерения пространственных характеристик лазерного пучка [4].

В настоящее время влияние процессов межионного переноса энергии на преобразование ИК-излучения в видимый диапазон исследуется в различных составах керамик и стекол. Было обнаружено увеличение интенсивности ап-конверсионной люминесценции ионов Ho^{3+} в образцах керамики TeO_2 –BaF_2: Ho^{3+}/Yb^{3+} с дополнительным легированием ионами Yb^{3+} при длине возбуждающего излучения 1,908 мкм [5]. В образцах ZBLAN: Ho^{3+}-Yb^{3+} легирование ионами Yb^{3+} приводило к изменению спектра ап-конверсионной люминесценции [6]. Наибольшее влияние было зарегистрировано в керамике BiF3:Ho^{3+}/Yb^{3+} [7].

В данной работе был произведен анализ процессов межионного обмена энергией, происходящих в матрицах ZBLAN: Ho^{3+} / ZBLAN: Ho^{3+}-Yb^{3+}, и основных каналов заселения состояний $^5F_4$, $^5S_2$ и $^5F_5$, отвечающих за люминесценцию в видимой области спектра при накачке излучением длиной волны 1,94 мкм. Также была создана теоретическая модель, описывающая кинетику населённостей состояний с учетом величин вероятностей нерезонансных процессов межионного обмена энергией между ионами Ho^{3+} и Yb^{3+} при накачке излучением длиной волны 1,94 мкм.

Ион Ho^{3+} имеет полосу поглощения из основного состояния на переходе $^5I_8 \rightarrow {}^5I_7$ в диапазоне длин волн 1870-2150 нм, что делает его подходящим для использования в визуализаторах 2-х микронного излучения. Дополнительное введение ионов иттербия в состав основы приводит к изменению процессов заселения уровней $^5F_5$, $^5F_4$,$^5S_2$, отвечающих за люминесценцию в видимой области спектра. Ион иттербия не выступает в роли исключительно донора, при возбуждении излучением на длине волны λ = 1945 нм функции донора и акцептора между ионами Ho^{3+} и Yb^{3+} поочередно изменяются. Ионы гольмия, находящиеся в возбужденных состояниях, взаимодействуют с ионами иттербия, осуществляя передачу энергии между собой. В первую очередь осуществляется перенос энергии от ионов Ho^{3+} в возбужденном состоянии $^5I_5$ к ионам Yb^{3+}, заселяя возбужденное состояние $^2F_{5/2}$ на переходах ($^5I_5 \rightarrow {}^5I_8$) - ($^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$). Затем ионы иттербия отдают полученную энергию ионам гольмия на переходах ($^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) - ($^5I_8 \rightarrow {}^5I_6$), ($^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) - ($^5I_7 \rightarrow {}^5F_5$) и ($^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) - ($^5I_6 \rightarrow {}^5F_4$), приводящих к заселе-

нию верхних уровней $^5F_5$ и $^5F_4$. Однако, процессу суммирования сопутствует кросс-релаксационный распад состояний $^5F_5$ и $^5S_2$ (рис. 1).

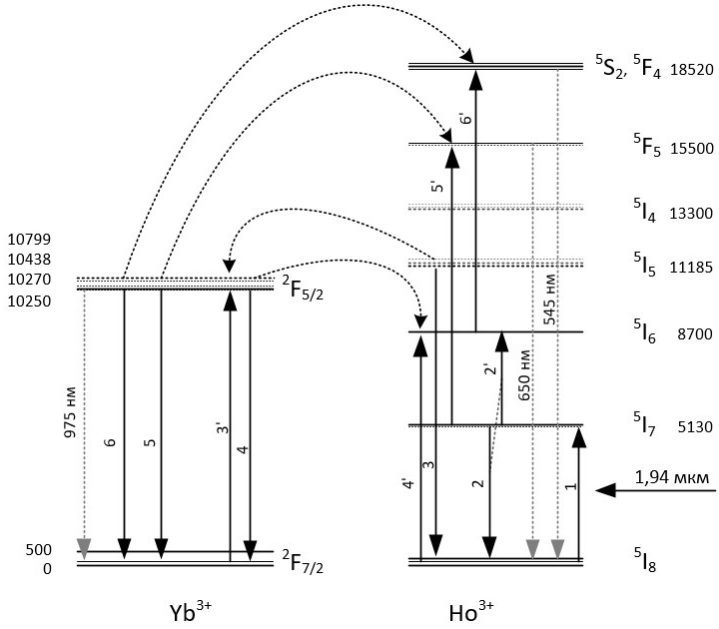


Рис. 1

Вероятность процессов межионного обмена энергией определяется выражением:

$$W = P(0) \cdot N_0 \cdot K(\Delta E), \tag{1}$$

где ΔE – это разность между энергиями переходов в первом и втором ионах, а слагаемое P(0) определяется выражением:

$$P(0) = 10^{-21} \cdot \lambda_1^3 \lambda_2^3 \cdot A_1 A_2, \tag{2}$$

где λ_1, λ_2, A_1 и A_2 – длины волн и вероятности спонтанных переходов взаимодействующих ионов соответственно. Выражение коэффициента K зависит от ΔE, перекрываемого за счёт испускания или поглощения $\bar{N}$ фононов и оценивается выражением:

$$K(\Delta E) = exp(-\beta \Delta E) \begin{Bmatrix} (\bar{n}+1)^{\bar{N}} \\ \bar{n}^{\bar{N}} \end{Bmatrix}, \tag{3}$$

где β – константа переноса энергии, определяемая как:

$$\beta = (\hbar \omega_{phon})^{-1} \left\{ ln\left[\frac{\bar{N}}{g}(\bar{n}+1)\right] - 1 - ln\left(1 + \frac{g_a}{g_s}\right) \right\}, \tag{4}$$

где $\hbar\omega_{phon}$ – это энергия фонона, $\bar{n}$ – число заполнения фононных состояний, а g – постоянная связи для ионов решетки.

Кросс-релаксационный распад состояния $^5S_2$:($^5S_2 \rightarrow {}^5I_6$)- ($^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$) происходит с недостатком энергии $\Delta E \approx 550 см^{-1}$ и вероятностью примерно на четыре порядка меньше величины вероятности суммирования. Вероятности кросс-релаксационного распада и заселения уровня $^5F_5$ ионов гольмия с участием ионов иттербия можно считать имеющими одинаковую величину. Поэтому введение ионов иттербия приводит к росту интенсивности зелёной антистоксовой люминесценции.

На основе вышеописанных механизмов заселения была составлена система балансных уравнений, описывающую динамику изменения населенности для каждого состояния. Полученная с ее помощью населенность состояний ($^5F_4$, $^5S_2$) и $^5F_5$ для матриц ZBLAN: Ho^{3+} и ZBLAN: Ho^{3+}-Yb^{3+} в зависимости от мощности возбуждающего излучения изображена на рис. 2.

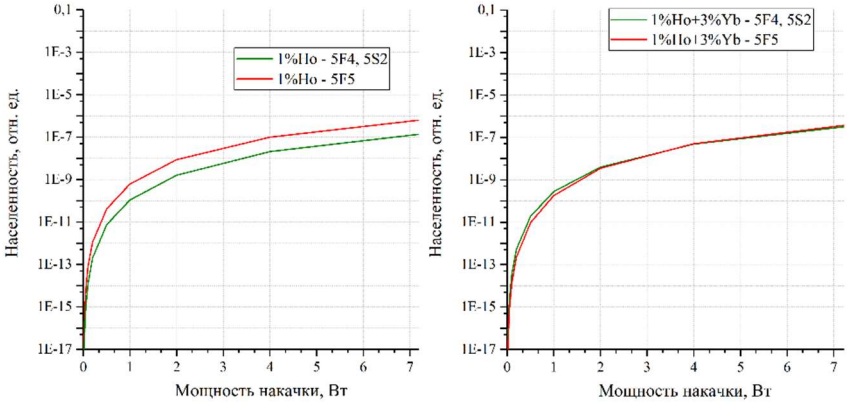


Рис. 2

Как наблюдается из полученных зависимостей с увеличением средней мощности накачки в системе с Ho^{3+} населенность состояния $^5F_5$ растет заметно быстрее по сравнению с ($^5F_4$, $^5S_2$). С добавлением в балансную модель ионов иттербия в соотношении $1\%Ho^{3+}/3\%Yb^{3+}$ темпы роста населенностей состояний $^5F_5$ и ($^5F_4$, $^5S_2$) выравниваются, и населенность состояния ($^5F_4$, $^5S_2$), отвечающего за зеленую люминесценцию, находится в пределах одного порядка величины с населенностью состояния $^5F_5$, отвечающего за красную люминесценцию.

Экспериментальные исследования ап-конверсии парой ионов Ho^{3+} и Yb^{3+} проводились с образцами из фторцирконатного стекла ZBLAN и $LiYF_4$ керамики. На рис. 3 изображены полученные спектры люминесценции образцов в видимой области спектра. В качестве источника возбуждения ап-конверсионной люминесценции использовался Tm:YAP лазер с диодной накачкой, работающий в режиме свободной генерации на длине волны 1945нм.

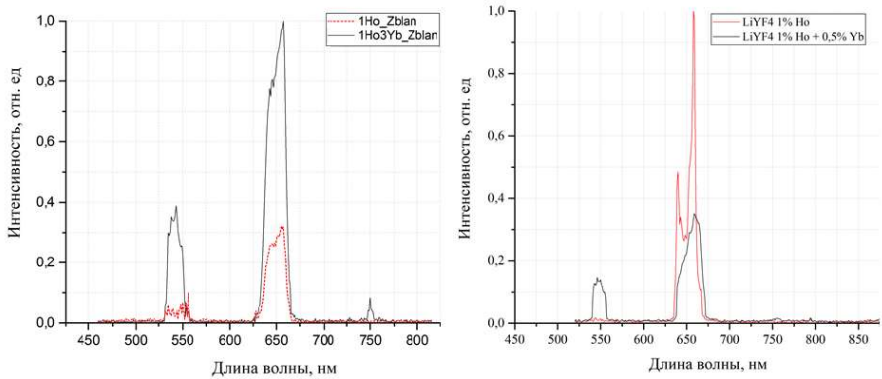


Рис. 3

Следует обратить внимание на отсутствие в спектре образцов $LiYF_4$, легированных только ионами гольмия, зеленой полосы на длине волны 545 нм и ее появление в спектрах образцов $LiYF_4$:1%Ho^{3+}0,5%Yb^{3+}. Интенсивность красной полосы на длине волны 650 нм при этом снижается. В спектре образцов стекла ZBLAN с двухкомпонентным легированием ионами Ho^{3+} и Yb^{3+} наблюдается увеличение, как и красной, так и зеленой полос люминесценции на длинах волн 650 и 540 нм соответственно.

Таким образом теоретическая модель, описывающая кинетику населённостей состояний ионов Ho^{3+} и Yb^{3+} позволяет наблюдать изменение соотношения между мощностью красной и зеленой полос люминесценции, что согласуется с результатами, наблюдаемыми в эксперименте. Было показано, что процессы межионного обмена энергией являются ключевыми по заселению уровней люминесцирующих переходов иона Ho^{3+}.

[1] Ляпин А. А., Рябочкина П. А., Ушаков С. Н., Федоров П. П. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 10. С. 602.
[2] Lyapin A.A., Kuznetsov S.V., Ryabochkina P.A., Merculov A.P., Chernov M.V., Ermakova Y.A. et al //Laser Phys. Lett. 2017. Vol. 14. P. 076003.
[3] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, № 21. С. 47.
[4] Сумачев К.Э., Шарков В.В., Савикин А.П., Гришин И.А. // Оптический журнал. 2020. Т. 87, № 05. С. 13.
[5] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Крашенинникова О.В., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, № 14. С. 34.
[6] Савикин А.П., Перунин И.Ю., Курашкин С.В., Будруев А.В., Гришин И.А. // Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125, № 10. С. 468.
[7] Savikin A.P., Egorov A.S., Budruev A.V. and Grishin I.A. // Russ. J. Appl. Chem. 2016. Vol. 89. P. 337.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 26 мая 2020 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОНИКА»

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

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ И СРЕДСТВ РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПЕРСПЕКТИВНЫХ НАНОМЕТРОВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИЗЛУЧЕНИЙ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

А.Д. Боженькина, И.Ю. Забавичев, М.Ю. Кудряшов, К.А. Насеткин, Е.С. Оболенская, С.В. Оболенский, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова, А.Ю. Чурин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития элементной базы цифровой и аналоговой электроники является уменьшение размеров рабочих областей диодных и транзисторных структур, что, в конечном счете, обусловлено улучшением тактико-технических характеристик изделий микро- и наноэлектроники (быстродействия, увеличения объема памяти, увеличения предельных рабочих частот и усиливаемой мощности, снижения уровня шумов и т.д.) при сохранении или даже улучшении стоимостных показателей. Аналогичные процессы (с некоторой задержкой во времени) идут в области разработки специализированной элементной базы, предназначенной для применения в военных и космических системах.

Радиационное воздействие негативно влияет на электронные устройства, приводя к снижению срока службы, внезапным сбоям и отказам. Математическое моделирование реакции элементов на радиационное воздействие позволяет уменьшить объем испытаний, что, в конечном счете, снижает время и общую стоимость разработки как изделий микро- и наноэлектроники, так и радиоэлектронной аппаратуры на их основе. Однако, аналитические и простые численные модели, основанные на линейной суперпозиции радиационных эффектов, зачастую «не работают» для современных сверхвысокочастотных полупроводниковых приборов с субмикронными рабочими областями, динамика физических процессов в которых носит сложный комплексный нелинейный характер.

Традиционные модели переноса носителей заряда основаны на локально-равновесном диффузионно-дрейфовом или квазигидродинамическом приближении. Однако сокращение размеров рабочей области полупроводниковых структур до длины релаксации энергии и импульса электронно-дырочного газа (20…50 нм для Si и GaAs в нормальных условиях) и времени пролета рабочей области до времени релаксации энергии и импульса электронно-дырочного газа (0,1…0,2 пс для Si и GaAs в нормальных условиях) приводит к нарушению условий локальности, что обусловливает рост погрешности расчета характеристик элементов. Анализ реакции субмикронных структур на радиационное воздействие дополнительно требует учета неоднородности дефектообразования и стохастичной природы взаимодействия частиц и излучения с веществом – в результате модель постепенной деградации макроскопических характеристик полупроводника, таких как подвижность и время жизни, при воздействии радиации становится неприменимой. Так как размеры одиночного радиационного нарушения сравнимы с размерами рабочей области субмикронных структур хотя бы по одному из направлений, это приводит к резкому ухудшению характеристик

элемента при образовании кластера радиационных дефектов в рабочей области [1, 2]. Поэтому предпочтительной для субмикронных структур становится вероятностная модель внезапных радиационных отказов. Ключевым параметром данной модели является внутренняя структура одиночного радиационного нарушения – кластера радиационных дефектов. Строгий расчет структуры кластера радиационных дефектов возможен только при помощи метода молекулярной динамики [3]. Однако высокая вычислительная сложность метода молекулярной динамики в совокупности с большим объемом усредняемых данных ставят задачу разработки методов, основанных на приближении сплошной среды. Ввиду того, что время возникновения области разупорядочения лежит в субпикосекундном диапазоне, модель формирования кластера радиационных дефектов должна быть основана на локально-неравновесном приближении тепломассопереноса.

Как отмечалось выше, размеры рабочей области субмикронных полупроводниковых приборов сравнимы с длиной релаксации энергии и импульса электронно-дырочного газа. Это приводит к тому, что электронно-дырочный газ в подобных структурах не успевает термализоваться [4]. Поэтому вопрос о виде функции распределения неравновесных носителей заряда в микрообъеме при воздействии одиночных гамма-квантов и быстрых электронов становится чрезвычайно важным.

Анализ современного состояния исследований

В настоящее время разработан широкий спектр физико-топологических моделей переноса носителей заряда при радиационном воздействии [5, 6], основанные на приближениях: парного взаимодействия – кинетическое уравнение Больцмана и сплошной среды – диффузионно-дрейфовая, электротепловая и квазигидродинамическая системы уравнений. Также для анализа реакции изделий микро- и наноэлектроники на радиационное воздействие в составе радиоэлектронной аппаратуры применяется метод эквивалентной схемы [6, 7].

В большинстве проводимых в настоящее время исследованиях, расчетная оценка стойкости изделий микро- и наноэлектроники к воздействию фотонных и корпускулярных излучений носит детерминированный характер. Имеющие место немногочисленные вероятностные модели основаны на предположении существования технологического разброса параметров полупроводниковых структур до облучения либо существенно опираются на результаты статистической обработки экспериментальных данных, либо предполагают расчеты по детерминированным моделям с разным набором параметров.

Как отмечалось выше, важной особенностью реакции субмикронных полупроводниковых структур на радиационное воздействие является вероятностный характер сбоев и отказов, обусловленный стохастической природой взаимодействия проникающих излучений с веществом на микроуровне. Таким образом, не отрицая влияния технологического разброса параметров, существует дополнительный источник вероятностного характера радиационной реакции изделий микро- и наноэлектроники, причем с уменьшением размера рабочей области его вклад будет увеличиваться [8]. Это обстоятельство важно учитывать при планировании облучательных экспериментов и их интерпретации.

Достигнутые результаты

В рамках инициативных научно-исследовательских работ на кафедре квантовой радиофизики и электроники радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского разработан и внедрен в опытную эксплуатацию на ряде нижегородских предприятий пакет прикладных программ для комплексного анализа переноса носителей заряда в субмикронных полупроводниковых структурах в момент формирования кластера радиационных дефектов и релаксации возбужденных неравновесных радиационно-генерированных электронно-дырочных пар. Верификация пакета прикладных программ осуществлена путем сравнения результатов моделирования с экспериментальными данными, в том числе оригинальными [9-11].

Применение результатов моделирования при разработке изделий микро- и наноэлектроники позволило уменьшить объем экспериментальных исследований, сократить сроки и стоимость проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[2] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
[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] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
[5] Кудряшов Н.А., Кучеренко С.С., Сыцько Ю.И. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 12. С. 1.
[6] Demarima N.V., Obolensky S.V. // Microelectronics Reliability. 1999. Vol. 39. P. 1247.
[7] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988, 296 с.
[8] Александров П.А., Жук В.И., Литвинов В.Л. // Природа. 2015. Т. 104, № 1. С. 14.
[9] Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В., Фефелов А.Г., Дюков Д.И. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 12. С. 1587.
[10] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В., Макаров А.Б. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1543.
[11] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Венедиктов М.М., Боженькина А.Д., Елесин В.В., Чуков Г.В., Метелкин И.О., Кревский М.А., Дюков Д.И., Фефелов А.Г. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 12. С. 1414.

ТЕРАГЕРЦОВОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРАХ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ИЗДЕЛИЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

И.Ю. Забавичев[1)], В.А. Козлов[2)], Е.С. Оболенская[1)], С.В. Оболенский[1)], Д.Г. Павельев[1)], А.А. Потехин[1)], А.С. Пузанов[1)], Е.А. Тарасова[1)], А.Ю. Чурин[1)]

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

Введение

Известно, что радиационное воздействие излучений космического пространства и ядерного взрыва негативно влияет на электронные устройства, приводя к снижению срока службы, внезапным сбоям и отказам, а также радиационно-индуцированному пробою. Математическое моделирование реакции элементов на радиационное воздействие позволяет уменьшить число циклов макетирования изделий наноэлектроники при разработке и проведении испытаний на радиационную стойкость, что сокращает сроки и снижает общую стоимость научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ. Однако перенос носителей заряда в современных гетеронаноструктурах при радиационном воздействии имеет ряд особенностей, обусловленных усилением влияния неоднородности дефектообразования и ионизации, а также возможностью полного перекрытия канала современного полевого нанотранзистора или базы биполярного транзистора одиночным кластером радиационных дефектов, который формируют быстрые нейтроны и тяжелые заряженные частицы. Разогрев неравновесных носителей заряда в момент формирования кластера радиационных дефектов формирует импульс тока в гетеронаноструктуре, амплитуда, а также длительности фронта и спада которого существенным образом зависят от энергии рожденных при дефектообразовании электронов и дырок. Ранее подобные эффекты при моделировании переноса носителей заряда и анализе радиационной стойкости изделий наноэлектроники не учитывались. Теоретически и экспериментально показано изменение коэффициента усиления наноэлектронных (до 30 нм) транзисторов при нейтронном воздействии не только в сторону уменьшения, что хорошо объясняется традиционной теорией, но и в сторону увеличения [1]. Последнее может быть объяснено только особенностями протекания «горячих» носителей заряда через кластер радиационных дефектов.

Характеристики кластера радиационных дефектов (его размеры, степень «рыхлости» и т.д.) определяют динамику рассеяния основных носителей заряда и рекомбинацию неосновных носителей заряда в гетеронаноструктурах. Таким образом, моделирование фемтосекундных процессов транспорта электронов и дырок (как рожденных при кластерообразовании, так и пролетающих через область кластера) позволяет учесть особенности переноса (изменение частоты рассеяния как на радиационных дефектах, так и на оптических фононах) из-за изменения энергии носителей заряда. Это принципиально изменяет процедуру анализа радиационной стойкости изделий наноэлектроники, но для реализации требует детальной информации о процессе фор-

мирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в многослойных полупроводниковых гетеронаноструктурах.

Формирование кластера радиационных дефектов относится к сверхбыстрым процессам (10-1000 фс) и экспериментально на начальной стадии еще не изучено. Ранее была впервые предложена методика детектирования импульса терагерцового излучения, возникающего в момент формирования кластеров радиационных дефектов при импульсном нейтронном облучении специальной сборки из полупроводниковых диодов [2]. Анализ спектра указанного импульса позволяет получить информацию о фемтосекундных процессах формирования кластера радиационных дефектов, включая динамику разогрева электронно-дырочного газа при радиационном воздействии.

Следует отметить, что ранее подобные эксперименты не проводились, так что в используемых в настоящее время в системах автоматизированного проектирования изделий микро- и наноэлектроники полностью отсутствуют методики моделирования транспорта горячих носителей через гетеронаноструктуру диода или транзистора в момент формирования кластера радиационных дефектов. Из-за ограничений, связанных с санкциями, отсутствуют возможности моделирования сбоев при нейтронном облучении. Из-за того, что характерные размеры такого кластера сопоставимы с размерами активных областей современных транзисторов (10-1000 нм), а характерные времена процессов формирования сопоставимы с временами переключения транзисторов (пролета электронов через активную область прибора), моделирование процессов сбоя микросхем в настоящее время проводится весьма грубо с использованием поправок, основанных на эмпирических данных об интегральном количестве сбоев микросхем за время действия радиационного излучения. Такой подход серьезно затрудняет проектирование специализированных радиационно-стойких микросхем.

Анализ современного состояния исследований

Задача исследования быстропротекающих процессов возникает во многих областях физики, химии и биологии. В настоящее время основным методом исследования фундаментальных сверхбыстрых процессов в веществе являются измерения в схеме «накачка-зондирование». Однако, несмотря на достижения фемтосекундного временного разрешения [3, 4], указанные методы регистрации зависят от точного повторения исследуемого сверхбыстрого события во время сканирования. Следовательно, эти методы неприменимы для визуализации стохастических и неповторяющихся переходных явлений, к числу которых относятся фемтосекундные процессы формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах.

Экспериментально процесс формирования кластера радиационных дефектов на начальной фемтосекундной стадии еще не изучен [5]. В работе [2] впервые была предложена методика терагерцового детектирования процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в полупроводниковых структурах. Основная идея заключается в том, что в момент формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов возникает слабый импульс фемтосекундной (10-1000 фс) длительности, который может быть зарегистрирован набором чувствительных приемников терагерцового излучения, каждый из которых настроен на свою частоту. Впервые предложено форму импульса излучения, отражающую динамику

формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов, восстанавливать через преобразование Фурье «частота-время». Позднее в работе [6] предложен схожий подход фемтосекундной визуализации в режиме реального времени, используя принцип пространственно-временной дуальности, с последующим восстановлением сигнала через преобразование Фурье «пространство-время».

В настоящее время моделирование переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах проводится при помощи системы автоматизированного проектирования TCAD [7, 8], которая имеет ряд экспортных ограничений, связанных с расчетом реакции изделий микро- и наноэлектроники на радиационное воздействие. Кроме того, зарубежные программные продукты практически невозможно проверить на наличие «закладок», неявных преднамеренных ошибок и т.д. В литературе [9] отмечается ряд недостатков TCAD при моделировании гетеронаноструктур. Ситуация усугубляется при анализе радиационного воздействия, так как модель переноса носителей заряда в TCAD основана на локально-равновесном приближении, что дает большую погрешность при моделировании сверхбыстрых процессов релаксации фототока в полупроводниковых структурах [10] при воздействии одиночных тяжелых заряженных частиц и быстрых нейтронов (0,1-1000 МэВ).

Метод исследования

В связи с развитием техники терагерцового эксперимента (с использованием ламп бегущей волны с умножением частоты на выходе или квантовых каскадных лазеров, а также чувствительных сверхбыстродействующих детекторов) и уменьшением размеров перспективных полупроводниковых приборов до значений сравнимых с величиной одного кластера радиационных дефектов, в настоящее время становится возможной организация эксперимента по изучению фемтосекундных (10-1000 фс) процессов, происходящих при радиационном воздействии на современные полупроводниковые приборы. Эксперимент по терагерцовой регистрации процессов формирования кластера радиационных дефектов может быть организован следующим образом. Вблизи источника мгновенных нейтронов спектра деления – импульсного ядерного реактора – необходимо разместить исследуемый образец, представляющий собой сборку параллельно включенных нанодиодов, соединенных с терагерцовой антенной, излучающей генерируемый при облучении терагерцовый сигнал. В цепи питания сборки диодов от постоянного источника напряжения следует предусмотреть возможность съема сигнала с сопротивления нагрузки с использованием радиочастотного кабеля. Отдельно следует контролировать зависимость интенсивности нейтронного излучения от времени стандартным детектором.

Благодаря тому, что характерные времена протекающих процессов лежат в рабочем диапазоне характерных времен переключения детекторов, можно осуществить самодетектирование процессов, протекающих в приборе. Детектор частиц будет сам являться источником электрического сигнала терагерцового диапазона частот. Также возможно произвести регистрацию терагерцовых процессов за счет использования детектора в режиме смесителя внешнего (опорного) электромагнитного сигнала и внутреннего сигнала детектора, возникающего за счет процессов транспорта неравновесных носителей заряда. В качестве детектора может быть использован диод Шоттки или иная структура с малым временем реакции.

Схема приемной части регистратора может быть реализована по аналогии со схемой, примененной в работе [11] для генерации гармоник терагерцового излучения умножением частоты. Схема проведения эксперимента показана на рис. 1.

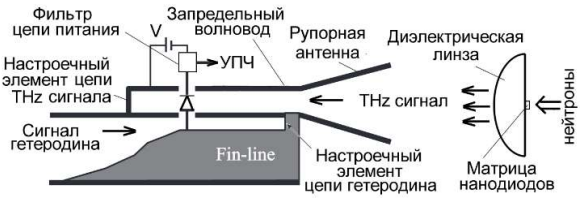


Рис. 1

В качестве приемной антенны может быть использована как рупорная антенна, так и диэлектрическая линза для частот более 1 ТГц. Весь приемный тракт может быть размещен в криостате для повышения чувствительности. В качестве гетеродина предлагается использовать генератор на лампах обратной волны миллиметрового диапазона частот (либо квантовый каскадный лазер), так что детектирование будет происходить на определенных гармониках сигнала генератора, т.е. «инверсно» по отношению к процессам, обсужденным в работе [11]. Для ограничения влияния на приемный элемент паразитных излучений с частотами меньше исследуемых, предлагается применить запредельный терагерцовый волновод. Применение такого волновода было, например, успешно использовано в работе [12] для выделения слабого импульсного сигнала с частотой порядка 1 ТГц на фоне сильного (порядка 1 кВт) сигнала с частотой порядка 0,32 ТГц. Анализ терагерцовых сигналов, генерируемых матрицей диодов, даст возможность оценить длительность и фронт единичного импульса терагерцового излучения.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Оболенский С.В. // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2002. № 6. С. 310.
[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] Schaffer C.B., Nishimura N., Glezer E.N., Kim A.M., Mazur E. // Opt. Express. 2002. Vol. 10. P. 196.
[4] Velten A. et al. // Nature Communications. 2012. Vol. 3. P. 745.
[5] Калин Б.А. Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. – М.: МИФИ, 2008, с. 231.
[6] Liang J., Zhu L., Wang L.V. // Light: Science & Applications. 2018. Vol. 7, № 42. P. 1.
[7] https://www.synopsys.com
[8] https://www.silvaco.com
[9] Vasileska D., Goodnick S.M., Klimeck G. Computational Electronics. Semiclassical and Quantum Device Modeling and Simulation. – CRC Press
[10] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
[11] Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Иванов А.С. и др. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 1. С. 125.
[12] Belyantsev A.M., Kozlov V.A., Piskaryov V.I. // Infrared Physics. 1981. Vol. 21. P. 79.

РАЗРАБОТКА ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ МЕТОДОВ ПРОЕКТИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ КОСМИЧЕСКИХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ

И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, С.В. Оболенский, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Требования к скорости передачи данных неуклонно растут. Решение данной задачи может быть достигнуто только расширением полосы канала связи, что неизбежно требует увеличения частоты несущей сигнала вплоть до миллиметрового диапазона длин волн. Это приводит к необходимости разработки источников и приемников терагерцового излучения, в том числе работающих в неблагоприятных условиях внешней среды, например, при радиационном воздействии. Решение данной задачи позволит ускорить и удешевить процесс разработки радиационно-стойких полупроводниковых источников и приемников терагерцового излучения.

Анализ современного состояния исследований

В последние годы идет исследование взаимодействия различных видов фотонного и корпускулярного излучений полупроводниковыми гетеронаноструктурами, а также с составными частями радиоэлектронной аппаратуры: интегральными схемами и дискретными полупроводниковыми приборами [1]. С одной стороны, важность подобных исследований обусловлена проблемой радиационной стойкости военных и космических систем [2], а с другой стороны – развитием и все большим применением радиационных технологических процессов, использующихся как для изготовления, так и во время испытаний полупроводниковых устройств на радиационную стойкость [3]. Воздействие радиации приводит к образованию дефектов и ионизации полупроводника [4]. Радиационные дефекты условно можно разделить на точечные (вакансия и атом в междоузлии), комплексы дефектов (например, вакансия – атом примеси) и кластеры радиационных дефектов, то есть скопления точечных дефектов и их комплексов, образующиеся при воздействии быстрых нейтронов, космических протонов и тяжелых заряженных частиц. Взаимодействие быстрых нейтронов (с энергией в диапазоне 0,1…1000 МэВ) с полупроводниковыми структурами приводит к тому, что частица выбивает из кристаллической решетки один из атомов вещества, называемый первичным атомом отдачи. Этот атом с достаточно высокой энергией (до сотен кэВ), двигаясь в среде, сталкивается с атомами вещества, в свою очередь, выбивая их из занимаемого положения в узлах кристаллической решетки, и в результате каскад разветвляется наподобие дерева [5].

Характерное время движения первичного атома отдачи, формирующего каскад смещений и скопления точечных дефектов, лежит в пределах 10…100 фс. Затем в течении 1…1000 пс происходит стабилизация каскада столкновений, сопровождающаяся рекомбинацией существенной доли точечных дефектов. До сих пор динамика процессов формирования каскада столкновений исследовалась лишь с помощью анализа пролета быстрых частиц через тонкие фольги, когда анализируется состав энер-

гетическое и угловое распределение выбитых с противоположной от облучаемой стороны частиц [6, 7]. В преддверии развития радиационно-стойких терагерцовых систем связи и обработки информации необходимо исследовать динамику пикосекундных процессов каскадообразования и разработать экспериментальные методики непосредственно измерения указанных процессов in situ [8].

Поглощение радиационного излучения в субмикронных структурах вблизи границ раздела материалов имеет свои особенности [9]. Различия в атомных весах, плотности, сечениях взаимодействия с фотонами и быстрыми частицами порождают неравновесные процессы на границах раздела, приводящие как к усилению радиационного воздействия, так и к его ослаблению. Характерные длины проявления подобных эффектов сравнимы с размерами рабочих областей современных приборов (порядка 30…100 нм), поэтому неоднородности в дефектообразовании и ионизации, разогреве электронного газа и возникновении квантово-размерных структур кластеров радиационных дефектов [10] приводят к качественному изменению процесса протекания тока в активных областях наноприборов. Несмотря на то, что длины рабочих областей современных приборов сравнимы с длиной бесстолкновительного пролета электронов и, казалось бы, радиационные дефекты не должны влиять на функционирование приборов, при некоторых значениях напряженностей электрических полей это влияние вызывает улучшение характеристик субмикронных приборов [11].

Для анализа движения носителей заряда в полупроводниковом материале и моделирования поглощения радиационного излучения в многослойных композициях разработан целый ряд математических моделей, в том числе, основанных на методе частиц (с использованием математической процедуры Монте-Карло) [12]. Но до сих пор при расчетах радиационной стойкости полупроводниковых приборов используются упрощенные методы моделирования, основанные на замене исследуемого прибора эквивалентной схемой. Эта методика оправдана для приборов, имеющих микронные топологические нормы, и не позволяет учесть перечисленные выше физические эффекты, связанные с нанометровыми размерами активных областей приборов и кластеров дефектов.

Предлагаемый для анализа действия радиации на приборы наноэлектроники теоретический подход должен позволять:

1) проводить расчет пространственной структуры кластеров дефектов и их распределения в пространстве в многослойных гетеронаноструктурах;
2) моделировать бесстолкновительное движение электронов и прерывающие это движение процессы столкновений с радиационными дефектами, рассчитывать функции распределения электронов по энергии и заполнение энергетических долин в диапазоне времен от 0,01 до 1000 пс и более; использовать результаты аналитических расчетов и экспериментальные данные в качестве начальных и граничных условий;
3) проводить расчет статических и динамических параметров приборов наноэлектроники и радиотехнических схем в целом.

Предлагаемый для анализа действия радиации на приборы наноэлектроники экспериментальный подход должен позволять:

1) исследовать описанные выше процессы с применением комплексного анализа параметров материалов, многослойных гетеронаноструктур и приборов наноэлектроники;
2) в рамках одного анализируемого объекта проводить комплекс измерений, позволяющих определить максимальное число параметров как материала, так и прибора;
3) благодаря использованию комплекта измерительных диодов-детекторов терагерцового излучения, настроенных на различные частоты, регистрировать фемто- и пикосекундные процессы формирования каскада смещений безосциллографическим методом за счет регистрации амплитуды и длительности набора импульсов тока и сопоставления их параметров в указанном наборе.

Достигнутые результаты

В настоящее время разработана и внедрена в промышленность специальная методика контроля электрофизических параметров полупроводниковых слоев гетеронаноструктур на основе Si/SiGe, GaAs/AlGaAs/InGaAs, GaN/AlGaN, позволяющая получать исходные данные для проведения моделирования с малыми погрешностями, что позволяет проводить процесс многопараметрической оптимизации как слоевого состава и иных характеристик гетеронаноструктур, так и геометрических параметров диодов и транзисторов на их основе.

Впервые обнаружена и исследована зависимость времен релаксации энергии и импульса носителей заряда в объемных Si, GaAs и квантово-размерных структурах на их основе от флюенса нейтронного излучения и дозы гамма-излучения. Теоретически исследованы эффекты всплеска скорости и транспорт электронов в нанометровых структурах сверхбыстродействующих диодов и транзисторов в момент и после радиационного воздействия [13].

Развиты физико-топологические методы моделирования радиационных эффектов в гетеронаноструктурах на основе алгоритма Монте-Карло [12, 14], а также в квазигидродинамическом и диффузионно-дрейфовом приближениях [15]. Разработаны пакеты прикладных программ, позволяющие проводить компьютерное моделирование радиационных эффектов, в том числе, с использованием суперкомпьютера «Лобачевский» [16-18]. Проведен большой объем экспериментальных исследований радиационной стойкости диодов и транзисторов Шоттки [19], полевых транзисторов с двумерным электронным газом (HEMT) [20-22] и интегральных схем на их основе. Разработаны и внедрены в промышленность методики контроля мощности и частоты выходных сигналов СВЧ генераторов и усилителей в момент воздействия импульса ионизирующих излучений, генерируемых линейными ускорителями и ядерными реакторами.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Александров П.А., Жук В.И., Литвинов В.Л. // Природа. 2015. Т. 104, № 1. С. 14.

[2] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988, 296 с.
[3] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Изд-во ВГУ, 2002, 190 с.
[4] Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. – М.: Физматгиз, 1963, 264 с.
[5] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[6] Аккерман А.Ф., Никитушев Ю.М., Ботвин В.А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. – Алта-Ата: Наука, 1972, 163 с.
[7] Аккерман А.Ф., Грудский М.Я., Смирнов В.В. Вторичное электронное излучение из твердых тел под действием гамма-квантов. – М.: Энергоатомиздат, 1986, 168 с.
[8] 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.
[9] Демарина Н.В., Оболенский С.В. // Физика и химия обработки материалов. 2001. № 1. С. 20.
[10] Громов В.Т., Китаев М.А., Киселева Е.В., Козлов В.А., Оболенский С.В., Шукайло В.П. // Микроэлектроника. 2005. Т. 34, № 6. С. 424.
[11] Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2004. Т. 33, № 6. С. 153.
[12] Демарина Н.В., Оболенский С.В. // Журнал технической физики. 2002. Т. 72, № 1. С. 66.
[13] Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489.
[14] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[15] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.
[16] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Рябов А.А., Линев А.В., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Ротков Л.Ю. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2015. № 2. С. 24
[17] Потехин А.А., Линев А.В., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // В кн.: Труды международной конференции «Суперкомпьютерные дни в России» (г. Москва, 28-29 сентября 2015 г.). – М.: Изд-во МГУ, 2015. С. 555.
[18] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Потехин А.А., Забавичев И.Ю. // В кн.: Труды международной конференции «Суперкомпьютерные дни в России» (г. Москва, 28-29 сентября 2015 г.). – М.: Изд-во МГУ, 2015. С. 585.
[19] Оболенский С.В. // Известия высших учебных заведений. Электроника. 2002. № 6. С. 31.

[20] Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В., Земляков В.Е., Свешников Ю.Н., Смотрин Д.С., Иванов В.А., Егоркин В.И., Mtдведев Г.В. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 3. С. 331.
[21] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В., Макаров А.Б. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1543.
[22] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Венедиктов М.М., Боженькина А.Д., Елесин В.В., Чуков Г.В., Метелкин И.О., Кревский М.А., Дюков Д.И., Фефелов А.Г. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 12. С. 1414.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛОТНЫХ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Уменьшение топологических норм изделий микроэлектроники увеличивает их чувствительность к сбоям и отказам, вызванных воздействием отдельных ядерных частиц [1] и первичных атомов отдачи, что обусловливает актуальность моделирования процессов ионизации и дефектообразования в субмикронных полупроводниковых структурах при воздействии проникающих излучений. Это связано с тем, что размеры разупорядоченной области – кластера радиационных дефектов, образовавшегося в результате воздействия иона, становятся сопоставимы с размерами активной области современных полупроводниковых приборов, которая может достигать всего нескольких десятков нанометров [2]. Каскады атомных смещений обогащены точечными радиационными дефектами: вакансиями и междоузельными атомами, которые приводят к образованию системы глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника, в результате чего увеличивается скорость рекомбинации носителей заряда [3] и снижается их подвижность [4], что приводит к деградации характеристик полупроводниковых приборов. Таким образом, для изделий наноэлектроники даже один кластер радиационных дефектов может эффективно перекрыть канал полевого или базу биполярного транзистора. В результате, поражение наноструктур определяется пространственным распределением радиационных дефектов в области разупорядочения.

Для детального анализа физических процессов, протекающих в субмикронных полупроводниковых приборах наноэлектроники на микроуровне, применяется метод физико-топологического моделирования, заключающийся в численном расчете электрофизических параметров прибора на основе данных о его структуре: химическом составе, профиле легирования примеси и геометрических размерах каждого слоя. Применение данного подхода для оценки изменения электрофизических характеристик прибора во время и после радиационного воздействия требует детальной информации о каскадах атомных смещений: их геометрических размерах и концентрации дефектов. Также необходимо учитывать, что для высокоэнергичных носителей заряда каскад радиационных дефектов распадается на отдельные субкаскады, которые являются рассеивающими центрами горячих электронов [5, 6].

В зависимости от энергии заряженной частицы, каскады атомных смещений подразделяют на разреженные, в которых длина пробега движущихся частиц существенно больше межатомного расстояния и плотные, которые характеризуются малой длиной пробега частиц [7]. Реальные кластеры радиационных дефектов сочетают в себе признаки как разреженных, так и плотных каскадов, поэтому разные стадии развития разупорядоченной области требуют численной оценки её размеров с различными временными и пространственными масштабами.

Целью данной работы являлось моделирование формирования одиночного кластера радиационных дефектов в кремнии, образующегося при воздействии потока

мгновенных нейтронов спектра деления. Решение поставленной задачи проводилось при помощи метода молекулярной динамики на суперкомпьютере «Лобачевский».

Математическая модель

В настоящее время рассмотрение процесса формирования разупорядоченной области радиационных дефектов возможно только с привлечением численного моделирования. Основными методами, описывающими образование дефектов в твердом теле при радиационном взаимодействии, являются метод молекулярной динамики [8] и метод Монте-Карло (метод парных взаимодействий) [5].

Метод молекулярной динамики основан на использовании II закона Ньютона для каждого атома вещества:

$$m_i \ddot{\boldsymbol{r}}_i = -\nabla_{\boldsymbol{r}_i} U(\boldsymbol{r}) + F_{\text{внеш}}, \tag{1}$$

где $U(\boldsymbol{r})$ – межатомный потенциал взаимодействия, m_i – масса i-го атома, $\boldsymbol{r}_i$ – положение в пространстве i-го атома, $F_{внеш}$ – внешняя сила. В общим виде потенциал межатомного взаимодействия представляет собой следующее выражение:

$$U(\boldsymbol{r}) = \sum_i \sum_{j>i} U_2(\boldsymbol{r}_{ij}) + \sum_i \sum_{j>i} \sum_{k>j} U_3(\boldsymbol{r}_{ij}, \boldsymbol{r}_{ik}, \boldsymbol{\theta}_{ijk}) + \cdots, \tag{2}$$

где $U_2(\boldsymbol{r})$ описывает зависимость потенциальной энергии от расстояния между каждой парой атомов системы, а потенциал тройного взаимодействия $U_3(\boldsymbol{r})$ а также потенциалы более высоких порядков описывают взаимодействие атомов системы в зависимости от их взаимного расположения. На сегодняшний день на основе обширных экспериментальных исследований создано большое количество различных моделей, описывающих потенциалы межатомного взаимодействия различных порядков. В итоге, для конечного набора атомов получается система уравнений, решением которой в каждый момент времени являются координаты и вектор скорости каждого атома.

В качестве межатомного потенциала рассеяния был выбран потенциала Стиллингера-Вибера [9], который является потенциалом третьего порядка и описывается следующим выражением:

$$\begin{gathered} U_2(r_{ij}) = \begin{cases} A_{ij}\varepsilon_{ij}\left[B_{ij}\left(\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}}\right)^{p_{ij}} - \left(\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij}}\right)^{q_{ij}}\right] \cdot \exp\left(\frac{\sigma_{ij}}{r_{ij} - a_{ij}\sigma_{ij}}\right), r_{ij} \le a_{ij}\sigma_{ij}, \\ 0, r_{ij} \ge a_{ij}\sigma_{ij} \end{cases} \\ U_3(r_{ij}, r_{ik}, \theta_{ijk}) = \lambda_{ijk}\varepsilon_{ijk}\left[\cos(\theta_{ijk}) + \cos(\theta_{0ijk})\right]^2 \exp\left(\frac{\gamma_{ij}\sigma_{ij}}{r_{ij} - a_{ij}\sigma_{ij}}\right)\exp\left(\frac{\gamma_{ik}\sigma_{ik}}{r_{ik} - a_{ik}\sigma_{ik}}\right), \end{gathered} \tag{3}$$

где A, B, p, q, a, λ и γ – безразмерные параметры модели; $a\sigma$ – расстояние отсечки, ε – размерный коэффициент.

Результаты расчетов и их обсуждение

Для моделирования процесса формирования кластера радиационных дефектов в кремнии под действием потока быстрых нейтронов мгновенного спектра деления использовался пакет прикладных программ LAMMPS [10]. В качестве объекта исследований была выбрана кремниевая структура с размерами 400×400×400 А (4096000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных

смещений в течении 100 пикосекунд, образованной первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 3 кэВ. Данное значение энергии было выбрано из расчета, что каскад смещений не будет распадаться на отдельные субкаскады, то есть является плотным. 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.

На рисунке представлена динамика изменения общего числа дефектов и объема кластера радиационных дефектов в течение всего времени моделирования. Разупорядоченная область аппроксимировалась эллипсоидом вращения с помощью алгоритма, представленного в работе [11].

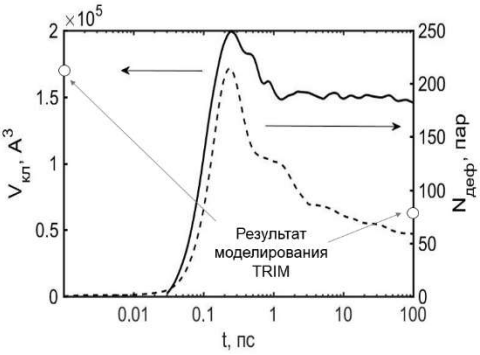


Рис.

Как следует из рисунка, в процессе формирования кластера радиационных дефектов можно выделить 4 характерные стадии: баллистический участок (до 0,04 пс), в течение которого первичный атом отдачи движется практически без столкновений; участок термического расширения (от 0,04 до 0,2 пс), на протяжении которого число дефектов в кластере стремительно нарастает; стадия первичной стабилизации (от 0,2 до 0,5 пс), которая характеризуется резким уменьшением числа дефектов за счет рекомбинации близких пар Френкеля, и стадия быстрого отжига (от 0,5 пс), которая может длиться несколько наносекунд, сопровождаясь при этом плавным по сравнению со стадией первичной стабилизации уменьшением числа дефектов за счет отжига. Медленный темп рекомбинации дефектов на последней стадии объясняется термостимулированной диффузией дефектов в остывающем объемном полупроводнике, поэтому для адекватного описания последующего отжига необходим больший промежуток времени физического моделирования (от единиц секунд до нескольких часов). Стоит отметить, что объем кластера радиационных дефектов на стадии быстрого отжига практически не меняется, в то время как число дефектов в нем медленно уменьшается, что связано с рекомбинацией пар дефектов, расположенных в центре, а не на периферии разупорядоченной области.

Заключение

Подводя итоги, необходимо отметить, что в настоящее время получение детальной информации об этапах формирования каскадов атомных смещений вплоть до стадии быстрого отжига радиационных дефектов за приемлемое время возможно только при помощи метода классической молекулярной динамики. Время расчета одной реализации формирования каскада смещений на одном сегменте суперкомпьютера «Лобачевский» при его 10% загрузке составило около 6 часов.

Представленный в настоящей работе подход можно распространить на случай моделирования каскадов атомных столкновений в перспективных полупроводниковых материалах. Результаты моделирования, полученные с помощью метода Монте-Карло, в этом случае можно использовать в качестве проверки при выборе межатомного потенциала взаимодействия для расчетов методом молекулярной динамики. Для моделирования отжига радиационных дефектов на больших временных масштабах целесообразнее применять континуальные методы тепломассопереноса в виду их меньшей вычислительной сложности, несмотря на уменьшение точности получаемых результатов.

[1] Чумаков А.И. Действие космической радиации на ИС. – М.: Радио и связь, 2004, 319 с.
[2] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
[3] Srour J. R., Curtis Jr. O. L. // Journal of Applied Physics. 1969. Vol. 40, № 10. P. 4082.
[4] Stein H. J. // Journal of Applied Physics. 1960. Vol. 31, № 8. P. 1309.
[5] Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2004. № 1-2. С. 46.
[6] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
[7] Калин Б.А. и др. Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. – М.: МИФИ, 2008, 696 с.
[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] Stillinger F.H., Weber T.A. // Physical Review B. 1985. Vol. 31, № 8. P. 5262.
[10] Plimton S. // Journal Computational Physics. 1995. Vol. 117, № 1. P. 1.
[11] Khachiyan L.G. // Mathematics of Operations Research. 1996. Vol. 21, № 2. P. 307.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЕДИНИЧНЫХ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА РАБОТОСПОСОБНОСТЬ ПЕРСПЕКТИВНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ МИКРО- И НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов

ННГУ им. Лобачевского

Введение

В современных приборах наноэлектроники характерное время пролета носителей заряда через активную область сопоставимо с временами формирования кластера радиационных дефектов, которые составляют величину ~100 фемтосекунд [1]. Это позволяет проводить уникальные исследования, направленные на изучение физики формирования разупорядоченных областей при воздействии потока частиц [2]. Также размеры активных областей современных полупроводниковых приборов становятся сопоставимы с размерами даже единичных кластеров радиационных дефектов.

В таблице представлены результаты сравнения пространственных и временных характеристик процесса образования кластера радиационных дефектов с характерными размерами и временными параметрами современных приборов наноэлектроники – диодных гетероструктур, планарных диодов Ганна и полевых транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе».

Табл.

Характеристика	Временной масштаб	Пространственный масштаб
Кластер радиационных дефектов [3]	Время формирования – 1 пс	Диаметр ядра – 5 нм
Диодная гетероструктура со сверхрешеткой [4]	Предельная частота умножения – 8 ТГц, период колебаний – 0.125 пс	Период сверхрешетки – 6.22 нм
Планарный диод Ганна с δ-легированными слоями [5]	Предельная частота работы – 100 ГГц, период колебаний – 10 пс	Толщина рабочей области – 50 нм
Полевой транзистор, изготовленный по технологии «кремний на изоляторе» [6]	Время переключения – 30 пс	Длина затвора – 65 нм

Из представленной выше информации следует, что оценка влияния единичных кластеров радиационных дефектов на работоспособность перспективных полупроводниковых приборов микро- и наноэлектроники является актуальной задачей.

Математическая модель

Для количественных расчетов вероятности отказа гетеронаноструктур при воздействии потока нейтронов спектра деления использовались исходные данные работы [7] для топологии полевых транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на

изоляторе». Вероятность взаимодействия P интегрального потока нейтронов F_n в объеме V полупроводника с атомами, имеющими концентрацию N_{am} в простейшем случае может быть оценена по формуле [8-10].

$$P = 1 - \exp(-\sigma F_n V N_{\text{ат}}), \quad (1)$$

где σ – усредненное по энергетическому спектру сечение рассеяния нейтронов, которое для большинства полупроводников лежит в пределах нескольких барн [11]. Характеристики кластера радиационных дефектов подставлялись в оригинальный программный комплекс, решающий задачи переноса носителей заряда при радиационном воздействии в диффузионно-дрейфовом [12] и квазигидродинамическом [13] приближениях, а также при помощи алгоритма Монте-Карло [14].

Результаты расчетов и их обсуждение

Результаты расчетов деградации вольтамперных характеристик полевых транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе», усреднялись по пространственной структуре дефектов в кластере, в результате чего вычислялась вероятность отказа транзистора при заданном уровне нейтронного воздействия, представленная на рисунке. Отдельно рассчитаны вероятности отказа n-канального (—) и p-канального (- - -) полевого транзистора, изготовленного по технологии «кремний на изоляторе», в зависимости от интегрального потока мгновенных нейтронов спектра деления для различных топологических норм: 1 – 0,5 мкм; 2 – 0,35 мкм; 3 – 0,25 мкм; 4 – 0,1 мкм

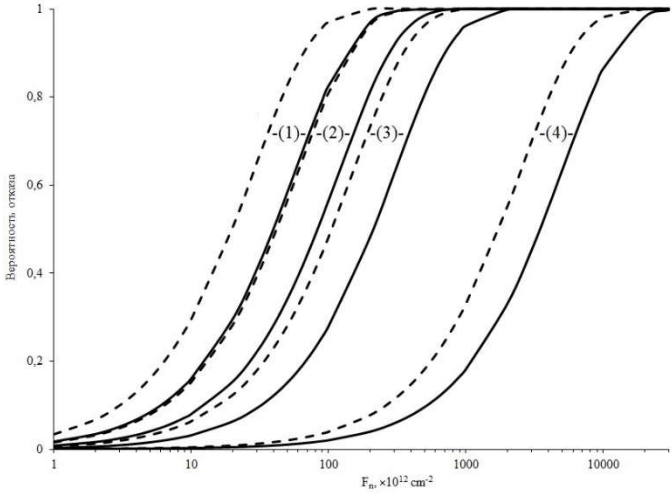


Рис.

Результаты моделирования хорошо совпадают с экспериментальными данными, показывающими экстремально высокую стойкость полевых транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе», к нейтронному облучению.

[1] Jay A., Raine M., Richard N., Mousseau N., Goiffon V., et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2017. Vol. 64, N. 1. P. 141.
[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., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489.
[4] Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Кошуринов Ю.И., Оболенская Е.С., Оболенский С.В., Устинов В.М. // Журнал радиоэлектроники. 2016. № 1. С. 1.
[5] Оболенская Е.С., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Мурель А.В., Шашкин В.И. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 11. С. 1507.
[6] Стенин В.Я., Степанов П.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 253.
[7] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. // В кн.: Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012» – М.: ИППМ РАН, 2012, с. 413.
[8] Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Вестник Нижегородского университета. Серия: физика твердого тела. 2014. № 1-2. С. 64.
[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // В кн.: Научно-технический сборник «Радиационная стойкость электронных систем – Стойкость-2016» – М.: НИЯУ МИФИ, 2016, с.69-70.
[10] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // В кн. Физические и физико-химические основы ионной имплантации: Тезисы докладов VI всероссийской конференции (Нижний Новгород, 24-27 октября 2016 г.) – Нижний Новгород, 2016 г., с.89.
[11] Ладыгин Е.А. и др. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980, 224 с.
[12] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.
[13] Demarina N.V., Obolensky S.V. // Microelectronics Reliability. 1999. Vol. 39. № 8. P. 1247.
[14] Демарина Н.В., Оболенский С.В. // Журнал технической физики. 2002. Т. 72, № 1. С. 66.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В СУБМИКРОННЫХ ДИОДНЫХ И ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В.А. Козлов[1)], Е.С. Оболенская[2)], С.В. Оболенский[2)], Д.Г. Павельев[2)], А.С. Пузанов[2)], Е.А. Тарасова[2)]

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

Известно, что радиационное воздействие негативно влияет на электронные устройства. Математическое моделирование реакции элементов на радиационное воздействие позволяет уменьшить число циклов макетирования для достижения заданных эксплуатационных характеристик, что, в конечном счете, сокращает сроки и снижает общую стоимость разработки. Однако аналитические и простые численные модели, основанные на линейной суперпозиции радиационных эффектов, зачастую «не работают» для современных сверхвысокочастотных полупроводниковых приборов с нанометровыми рабочими областями, динамика физических процессов в которых носит сложный комплексный нелинейный характер. В работе рассмотрены особенности физико-топологических моделей переноса носителей заряда при радиационном воздействии: самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона, квазигидродинамического и диффузионно-дрейфового приближений [1], в том числе, в локально-неравновесной постановке задачи [2] и с учетом уравнения Шредингера.

В первой части работы рассмотрены источники проникающих излучений и радиационные эффекты, вызываемые ими в полупроводниковых приборах [3, 4] с указанием особенностей протекания данных процессов в субмикронных диодных и транзисторных гетероструктурах миллиметрового диапазона длин волн. Известно, что действие радиации приводит к образованию дефектов кристаллической структуры и ионизации полупроводника [5]. Радиационные дефекты условно можно разделить на точечные (вакансия и атом в междоузлии), образующиеся при воздействии гамма- и электронного излучений, и кластеры радиационных дефектов, то есть скопления точечных дефектов, образующиеся при воздействии нейтронов, протонов и тяжелых заряженных частиц. Уменьшение размеров структур приводит к тому, что: во-первых, характерные пространственные масштабы изменения электрического поля становятся сопоставимы с длинами релаксации энергии и импульса носителей заряда [6, 7]. В результате, ионизирующее излучение разогревает электронный газ, который не успевает остывать за времена пролета рабочей области субмикронных приборов [8-11]. Во-вторых, характерные размеры рабочих областей полупроводниковых приборов становятся сравнимы с расстоянием между кластерами радиационных дефектов и размерами одиночного кластера радиационных дефектов, что может препятствовать протеканию тока в структуре. При этом носители заряда, разогнанные до энергий порядка ширины запрещенной зоны сильными электрическими полями (свыше 100 кВ/см) в субмикронных приборах, могут проникать между субкластерами внутри кластера радиационных дефектов [12-15].

Вышеизложенные особенности принципиально меняют подход к расчетной оценке реакции субмикронных структур на радиационное воздействие. Во второй части

работы приведен исторический экскурс по моделям переноса носителей заряда в полупроводниковых приборах при радиационном воздействии. Первые математические модели такого рода возникли в 60-е годы XX века [16], что было обусловлено, во-первых, необходимостью применения полупроводниковых приборов в военных и космических системах; во-вторых, накоплением требуемого объема экспериментальных данных по деградации электрофизических характеристик полупроводников (времени жизни неосновных носителей заряда, подвижности и концентрации основных носителей заряда) при облучении; в-третьих, возросшими к тому времени вычислительными ресурсами, что позволило реализовать численную модель диодов и транзисторов в диффузионно-дрейфовом приближении. Уменьшение размеров элементов и связанные с этим физические эффекты привели к необходимости моделирования реакции субмикронных полупроводниковых структур на радиационное воздействие на основе квазигидродинамического описания и самосогласованного решения кинетического уравнения Больцмана и уравнения Пуассона, что было выполнено в 90-е годы XX века [17]. Активное применение квантово-размерных гетеронаноструктур привело к появлению моделей с включением уравнения Шредингера.

В третьей части работы на примере конкретных структур диодов, биполярных и полевых транзисторов, рассмотрено применение физико-топологических моделей, а также дана оценка погрешностей расчетов путем сравнения с экспериментальными данными, в том числе, оригинальными [18].

В заключительной части работы проведен анализ существующих тенденций в области моделирования реакции перспективной элементной базы радиотехники, связи и микроэлектронных систем на радиационное воздействие в контексте общего направления развития твердотельной электроники.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
[3] Ладыгин Е.А. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980, 224 с.
[4] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим и электромагнитным излучениям. – М.: Радио и связь, 1988, 296 с.
[5] Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. – М.: Физматгиз, 1963, 264 с.
[6] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 264 с.
[7] Шур М. Современные приборы на основе арсенид галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
[8] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.

[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. № 3. С. 46.
[10] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Петров С.Г. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2011. № 2. С. 10.
[11] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[12] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
[13] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[14] Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489.
[15] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
[16] Gwyn C.W., Scharfetter D.L., Wirth G.L. // IEEE Transactions on nuclear science. 1967. Vol. NS-14, № 6. P. 153.
[17] Demarina N.V., Obolensky S.V. // Microelectronics reliability. 1999. Vol. 39. P. 1247.
[18] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Васин А.А., Тарасова Е.А., Хананова А.А., Линев А.В., Иванов А.Б., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2018. № 4. С. 10.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА РАЗВИТИЯ КАСКАДА АТОМНЫХ СМЕЩЕНИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ВЫСОКОПРОИЗВОДИТЕЛЬНЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ НА СУПЕРКОМПЬЮТЕРЕ «ЛОБАЧЕВСКИЙ»

А.А. Корягин, И.Ю. Забавичев

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Отличительной особенностью современных методов обработки информации является то, что их можно эффективно использовать для быстрой обработки больших массивов данных. Зачастую в результате численного моделирования или измерений параметров физических процессов с помощью современных экспериментальных установок генерируются текстовые или бинарные файлы больших размеров, содержащие информацию об интересующих величинах. Поэтому быстрая обработка таких данных для дальнейшего анализа является актуальной задачей.

Моделирование процесса формирования разупорядоченной области в полупроводниковом материале, образующейся при воздействии потока мгновенных нейтронов спектра деления, является необходимым для корректной теоретической оценки реакции полупроводниковых приборов на радиационное воздействие. В настоящее время существует широкий спектр методов моделирования развития каскадов атомных столкновений в веществе [1], которые можно разделить на 4 класса: квантово-механические методы «из первых принципов», методы классической молекулярной динамики, стохастические методы (алгоритмы Монте-Карло) и континуальные методы, основанные на законах тепломассопереноса в сплошной среде. Представленные алгоритмы имеют различную вычислительную сложность, которая определяется пространственным и временным разрешением при сохранении требуемой точности решения. Для оценки результатов радиационного воздействия на полупроводниковые приборы часто используют метод Монте-Карло, реализованный в рамках таких программных пакетов как SRIM [2] и MARLOWE [3]. В этом случае используется приближение парных столкновений, хотя экспериментальные исследования показывают, что дефектная структура каскадной области повреждения оказывается более сложной [1].

Более подробную информацию о структуре и динамике формирования каскада атомных смещений можно получить с помощью метода молекулярной динамики, основанного на использовании II закона Ньютона для каждого атома моделируемой системы. Данный метод реализован в пакете прикладных программ LAMMPS [4], отличительной особенностью которого является поддержка таких технологий параллельных вычислений как MPI и OpenMP, что позволяет эффективно задействовать для расчетов мощности вычислительного кластера «Лобачевский» [5].

Исходные данные для моделирования

В работе исследовалась следующая конфигурация. Размер расчетной области составил 400×400×400 А (4096000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течении 100 пикосекунд, образованной

первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 3 кэВ. 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. В качестве межатомного потенциала взаимодействия был выбран потенциал третьего порядка Стилленгера-Вибера [6].

Для анализа внутренней структуры кластера использовалось распределение попарных расстояний между точечными дефектами. Оно представляет собой функцию $N(r)$, где N – отношение числа дефектов, расстояние между которыми находится в интервале $(r, r+\Delta r)$, к общему числу дефектов в кластере. Такое распределение имеет характерные максимумы, положение которых определяет области скопления точечных дефектов.

Результатом работы программы является текстовый файл, в котором для каждого момента времени записаны координаты и скорости движения атомов моделируемой кристаллической решетки. Размер одной временной выборки равен 500 Мбайт, а размер всего файла достигает около 100 Гбайт. Для анализа пространственного распределения попарных расстояний между точечными дефектами был создан программный пакет, написанный на языке Python с использованием библиотеки Pandas.

Результаты расчетов и их обсуждение

На рисунках 1-6 представлены функции распределения попарных расстояний между точечными дефектами в различные моменты времени, построенные отдельно для вакансий и междоузельных атомов, а также трехмерные топологии разупорядоченных областей. Данные моменты времени соответствуют различным стадиям процесса формирования каскада атомных смещений.

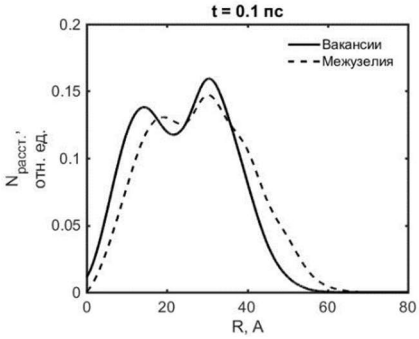


Рис. 1

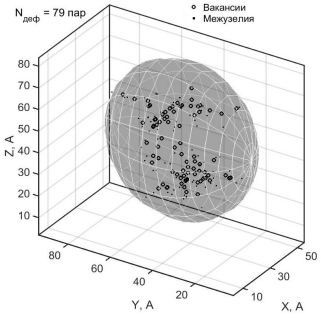


Рис. 2

Из представленных выше графиков следует, что до середины участка термического расширения (рис. 1 и рис. 2) формирование точечных дефектов происходит в основном вследствие взаимодействия первичного атома отдачи с атомами вещества,

что приводит к появлению близкорасположенных максимумов в распределении попарных расстояний.

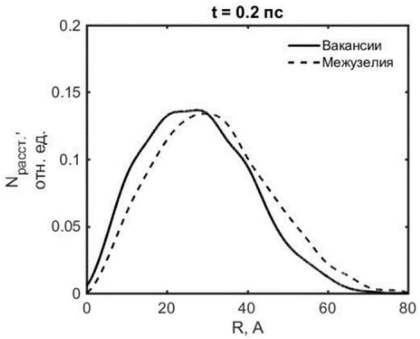


Рис. 3

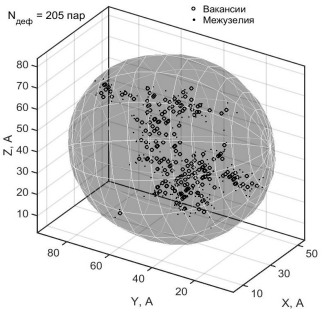


Рис. 4

В конце стадии термического расширения (рис. 3 и рис. 4) распределения попарных расстояний как вакансий, так и междоузельных атомов внутри кластера близки к нормальным, что свидетельствует об однородной структуре каскада атомных смещений.

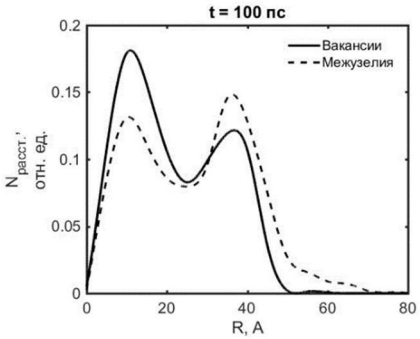


Рис. 5

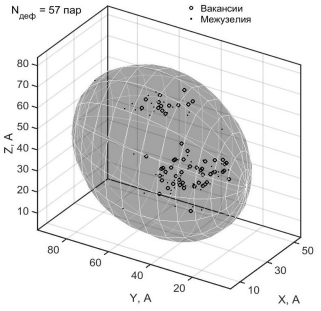


Рис. 6

После стадий стабилизации и быстрого отжига (рис. 5 и рис. 6) происходит перераспределение дефектов: вакансии собираются в центре кластера, в то время как межузельные атомы расположены в основном на его периферии.

Использование созданного пакета программ для обработки результатов моделирования позволило оценить временную динамику процесса формирования кластера радиационных дефектов с точки зрения распределения попарных расстояний между точечными дефектами. Данная информация необходима для определения размеров разупорядоченной области и концентрации точечных дефектов, которые применяются

в качестве параметров для физико-топологического моделирования полупроводниковых приборов [7, 8].

[1] Калин Б.А. и др. Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование. – М.: МИФИ, 200, 696 с.
[2] Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Вестник Нижегородского университета. Серия: физика твердого тела. 2003. № 1. С. 20.
[3] Fleming R.M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E. and Campbell J. M. // Journal of Applied Physics. 2007. Vol. 102, № 4. P. 1.
[4] Plimton S. // Journal Computational Physics. 1995. Vol. 117, № 1. P. 1.
[5] Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1279.
[6] Stillinger F.H., Weber T.A. // Physical Review B. 1985. Vol. 31, № 8. P. 5262.
[7] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[8] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ ПРОЦЕССА ИЗМЕРЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА

В.А. Луковкина, И.Ю. Забавичев

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Компьютеры, объединенные в единую локально вычислительную сеть, могут решать различные задачи. С помощью одних, состоящих в вычислительном кластере, проводится численное моделирование физических процессов, другие контролируют процесс измерения. При этом компьютеры могут разделять общие ресурсы, например, оборудование с сетевым доступом или сервера для хранения информации, поэтому дополнительно необходимо корректно настроить разграничение доступа, руководствуюсь в том числе принципами обеспечения информационной безопасности [1].

Одним из многочисленных измерительных стендов, расположенных в локально-вычислительной сети кафедры квантовой радиофизики и электроники радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобаческого является атомно-силовой микроскоп. Зондовая микроскопия позволяет исследовать рельеф поверхности с большим пространственным разрешением, поэтому атомно-силовые микроскопы удаётся успешно применять в физике наноструктур.

Атомно-силовой микроскоп применяется для оценки радиационного поражения полупроводниковых структур. Процедура заключается в следующем: в произвольных точках структуры снимаются несколько разномасштабных изображений, которые в дальнейшем анализируются с помощью Фурье преобразования. На основе известных соотношений между параметрами облучения и размерами кластеров и субкластеров радиационных дефектов [2-4] можно сделать вывод о степени поражения из спектров изображений.

Атомно-силовой микроскоп – это, прежде всего, информационная система, которая может быть подвержена различным угрозам, например, утечка или несанкционированное изменение данных. Требования по информационной безопасности необходимы из-за длительного процесса проведения измерений, так как для повышения точности измерений приходится уменьшать скорость сканирования образца. Таким образом, обеспечение информационной безопасности процесса измерений поверхности полупроводниковых структур с помощью атомно-силового микроскопа является актуальной задачей.

Описание измерительной установки

Обеспечение мер информационной безопасности рассмотрено на примере микроскопа СЗМ Solver-Pro фирмы NT-MDT.

Процедура снятия изображения поверхности в контактной моде включает в себя следующие шаги:

1) Провести юстировку оптической системы микроскопа для контактной моды.
2) Включить систему обратной связи и задать необходимую величину Set Point;

3) Подвести с помощью шагового двигателя исследуемую поверхность к зонду, пока не будет достигнуто значение Set Point;
4) Задать необходимые параметры измерений: скорость сканирования, количество сканирований и измеряемые параметры и т.д.;
5) Выбрать участок на поверхности образца: минимальный размер – 10×10 нм, максимальный размер – 9×9 мкм;
6) Запустить сканирование образца.

Процедура сканирования поверхности образца с помощью атомно-силового микроскопа в контактном режиме с точки зрения обмена информацией выглядит следующим образом: параметры измерений, установленные управляющей программой, с помощью соответствующих ЦАП преобразуются в управляющие сигналы с последующим усилением. Сигналы измерительной системы, несущие информацию о рельефе поверхности исследуемого образца, с помощью АЦП преобразуются в значение, которое записывается в файл изображения.

Меры информационной безопасности

Анализ угроз информационной безопасности выявил следующие особенности работы атомно-силового микроскопа. Подключение атомно-силового микроскопа к управляющему компьютеру осуществляется через специальную плату, которая имеет совместимость с ограниченным числом процессоров семейства Pentium и операционной системой Windows 98. Данная операционная система больше не поддерживается Microsoft, к ней не выпускаются обновлений, в том числе исправляющих критические уязвимости. Поэтому необходимо максимально изолировать управляющий компьютер от остальных вычислительных машин сети, разрешив передавать данные только на сервер, на котором хранятся результаты измерений. Реализовать данные меры можно с помощью технологии «access list», позволяющей разграничить потоки данных внутри сети и между её подсетями.

Таким образом, предложенные меры обеспечат информационную безопасность не только процесса, но и результатов измерений поверхности полупроводниковых структур.

[1] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Рябов А.А., Линев А.В., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Ротков Л.Ю. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2015. № 2. С. 24.
[2] Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489.
[3] Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2004. №. 1–2. С. 46.
[4] Забавичев И.Ю. // В кн. Труды XXIII научной конференции по радиофизике – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019 г., с. 103.

ОСОБЕННОСТИ ПРОТЕКАНИЯ ПРОЦЕССОВ В МОП-СТРУКТУРАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПРОНИКАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

К.А. Насеткин[1)], А.С. Пузанов[1)], А.Д. Кустарева[2)], А.Д. Боженькина[1)], М.С. Муравьев[1)], Г.М. Алимирзоев[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет ИТМО

Структуры МОП КНИ имеют существенные функциональные преимущества перед транзисторами обычных объемных технологий с неизолированной подложкой. За счет захороненного диэлектрического слоя такие структуры имеют большее быстродействие, меньшие паразитные емкости, меньшее энергопотребление, большая плотность интеграции, а также высокую устойчивость к импульсному ионизационному воздействию, что обусловливает дополнительную перспективность технологии для специализированных применений.

На данный момент существуют компактные модели, позволяющие оценивать квазистационарные процессы деградации КНИ структур, основанные на различных подходах. Компактная модель [1] являются чисто феноменологическими, существенным образом зависящими от топологии структуры и требующими большого объема дорогостоящих калибровочных облучательных экспериментов при измерении технологического процесса. Также подобные модели не учитывают короткоканальные эффекты, что, вместе с вышеперечисленным, делает невозможным предсказание на их основе реакции полупроводниковых структур на воздействие проникающих излучений. Модель [2, 3] эквивалентна традиционным на схемотехническом уровне, однако имеет ряд преимуществ с точки зрения физического моделирования радиационных эффектов. В частности, за учет короткоканальных эффектов отвечают параметры подвижности носителей заряда в канале транзистора и степенной показатель в вольт-амперной характеристике. Воздействие низкоинтенсивных проникающих излучений учитывается через изменение порогового напряжения и емкостей структуры. Традиционная модель учитывает только изменение подвижности и порогового напряжения. Также эта модель обладает предсказательной силой.

Сокращение размеров активной области ведет к тому, что, во-первых, становится необходимо учитывать короткоканальные эффекты, а, во-вторых, влияние шероховатости границ, которые вносят все больший вклад в характеристики транзистора. И тут становится необходимым изучение особенностей протекания процессов на границе МОП-структур, а также их сравнение с другими полупроводниковыми структурами.

В работе [4] исследуются МОП структуры, изготовленные на n- и p- кремниевых пластинах. Структуры подвергались воздействию постоянного напряжения разных полярностей в течение разных периодов времени. С помощью методики высокочастотных вольт-фарадных характеристик определялось изменение напряжения плоских зон. По смещению оценивалось изменение величины эффективного заряда, захваченного ловушками на границе с диэлектриком. Результатом стал вывод о возникновении краевых эффектов, проявляющихся в увеличении высокочастотной емкости при некотором пороговом напряжении. Экспериментальные данные также свидетельствуют о захвате дырок из полупроводника при отрицательной полярности на затворе. После окончания воздействия постоянного напряжения на МОП-структуры происходят

восстановления ВФХ за время, характерное для обратного дрейфа ионов и выброса носителей с медленных ловушек за счет туннелирования. Таким образом, в работе показано, что низкоинтенсивное проникающее излучение приводит к изменению емкостных параметров активной зоны.

Стоит отметить, что методика оценки вольт-фарадных характеристик эффективно используется в изучении воздействия проникающих излучений на HEMT-транзисторы. Так, в статье [5] исследуется профиль концентрации электронов, который определяется путем дифференцирования ВФХ с использованием процедуры сглаживания исходных данных. Сопоставление профилей и распределения электронов, полученных для каждой измеренной ВФХ, позволяло оценить концентрацию дефектов по величине изменения концентрации электронов. Таким образом, видно, что, как и в МОП-структурах, при воздействии проникающих излучений происходит изменение емкостных характеристик.

В работе [6] изучаются полевые датчики Холла на основе тонких КНИ-структур. Рассматриваются датчики различных конфигураций и проводятся эксперименты с различными интенсивностями излучений. Наглядно показано, что определяющей характеристикой становится неоднородность поверхности и плотность заряженных поверхностных состояний.

В результате анализа перечисленных работ видно, что при уменьшении активной зоны наиболее важной характеристикой становится шероховатость границ. Соответственно, становится необходимым внесение в компактные модели, применяющиеся для субмикронных транзисторов, параметров, учитывающих шероховатость границ.

[1] Петросянц К.О., Самбурский Л.М., Харитонов И.А. Компактная макромодель КНИ/КНС МОП-транзистора, учитывающая радиационные эффекты // Известия ВУЗов. Электроника. 2011. №1(87). С. 20.

[2] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. Моделирование характеристик субмикронных структур «кремний на изоляторе» с учетом радиационных эффектов // Научно-технический вестник Поволжья, 2019, №7, С. 127.

[3] Насеткин К.А., Пузанов А.С. Реакция микросхем с цепью автокомпенсации токов утечки на воздействие низкоинтенсивных проникающих излучений // В кн.: Труды XXII научной конференции по радиофизике (г. Нижний Новгород, 15-29 мая 2018 г.). – Нижний Новгород, 2018. С. 66.

[4] Боброва Е.А., Омельяновская Н.М. Особенности вольт-фарадных характеристик МОП структур, обусловленные зарядом в окисле. // Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42, вып. 11. С. 1380.

[5] Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В., Оболенский С.В., и др. Теоретические и экспериментальные исследования вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик HEMT структур и полевых транзисторов // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 42, вып. 50. С. 1599.

[6] Мокрушин А.Д., Мордкович В.Н., Омельяновская Н.М., Филатов М.М. Температурно-радиационные эффекты в полевом датчике Холла // Приборы и техника эксперимента. 2005. № 5. С. 123.

ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ НА РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ПРИ ПОМОЩИ ПЕРЕДВИЖНОГО АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА С УЧЕТОМ ОБЕСПЕЧЕНИЯ МЕР ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

С.В. Овчинников, А.А. Потехин, И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современные условия требуют все большей интенсификации производства полупроводниковой аппаратуры, в том числе снижения времени, необходимого для проектирования компонентов аппаратуры - полупроводниковых элементов. Для решения подобной задачи традиционно необходимы серии испытаний на подтверждение характеристик готовых образцов компонентов аппаратуры заданным требованиям. Однако, для проведения исследований полупроводниковых приборов на радиационную стойкость типичной является проблема невозможности экспресс-тестирования функциональных параметров для определения предельных уровней стойкости к функциональным и катастрофическим отказам. С целью решения этой проблемы на кафедре электроники радиофизического факультета ННГУ была начата разработка многоцелевого программно-аппаратного подвижного комплекса для экспериментального анализа и компьютерного моделирования физических процессов в полупроводниковых приборах экспресс-методами, в том числе с целью определения уровня их радиационной стойкости.

При создании комплекса пришлось пересмотреть концепции измерений и, соответственно, изменить приборную компоненту комплекса. Особое внимание уделялось созданию измерительных стендов для проведения экспресс-измерений с заданным уровнем погрешности.

Так как информация, обрабатываемая в системах данного назначения, является конфиденциальной, то, в соответствии с законодательством РФ в области информационной безопасности, ее необходимо защищать. Поэтому было необходимо предусмотреть ряд аппаратных, программных и организационных мер, позволяющих реализовать указанное требование. Для реализации комплекса отработка мер по обеспечению информационной безопасности необходимо начинать с первого этапа проектирования – это удешевляет стоимость работ и уменьшает время, необходимое для реализации системы обеспечения информационной безопасности.

Анализ современного состояния исследований

В настоящее время разработано множество различных моделей для теоретико-экспериментальной оценки стойкости полупроводниковых приборов к радиационному воздействию. Однако они имеют достаточно большую погрешность, ввиду несовершенства оснастки для измерения реакции полупроводниковых структур на ионизирующие излучения (ИИ). Предлагаемый авторами подход позволяет сочетать в себе низкую погрешность измерения электрофизических параметров полупроводниковых приборов с методами экспресс-обработки результатов измерений, которые позволят прогнозировать поведение данных структур различных уровнях воздействия ИИ, а

также предсказывать максимальный уровень стойкости на основе заданных параметров отказа полупроводникового прибора. Ранее, был разработан уникальный аппаратно-программный продукт, позволяющий проводить восстановление профилей легирования полупроводниковых структур на основе измерения вольт-фарадных характеристик с заданной точностью, а также комплекс измерения вольт-амперных характеристик с в импульсном и статическом режимах. Оба комплекса прошли экспериментальную отработку в рамках созданной в ННГУ лаборатории на базе локальной вычислительной сети кафедры квантовой радиофизики и электроники [1].

Для структур с топологическими нормами 180 нм и менее при сохранении методик измерения параметров, необходим радикально другой подход к моделированию их реакции на радиационное воздействие, ввиду малых топологических размеров [2]. Это обусловлено тем, что размер характерного радиационного дефекта становится сравним с размерами рабочей области элементарного полупроводникового прибора. Поэтому, в отличие от полупроводниковых приборов с большими топологическими нормами, где деградация характеристик с увеличением уровней радиационного воздействия происходит плавно, для низкоразмерных структур катастрофический отказ может наступать при малых уровнях воздействия. На кафедре квантовой радиофизики и электроники разрабатывается пакет прикладных программ, позволяющий проводить анализ радиационной стойкости полупроводниковых приборов с баллистическим пролетом носителей заряда [3].

Предлагаемый для реализации аппаратно-программный мобильный комплекс должен позволять:

1) проводить измерение характеристик полупроводниковых приборов с заданной точностью;
2) используя данные о дозах облучения, комплекс должен позволять проводить оценку максимальных значений уровня радиационного нагружения, не приводящих к параметрическим или катастрофическим отказам, в том числе и для приборов с топологическими нормами 120 нм и менее;
3) проводить расчет статических и динамических параметров приборов наноэлектроники и радиотехнических схем в целом с заданной погрешностью, определяемой исходными данными;
4) проводить функциональную отбраковку изделий микро- и наноэлектроники как в корпусном, так и в бескорпусном исполнениях;
5) обеспечивать конфиденциальность полученной информации и невозможность несанкционированного доступа к результатам измерений и моделирования.

Основные угрозы информационной безопасности и меры борьбы с ними

При оценке защищенности мобильного аппаратно-программного комплекса необходимо учитывать специфику его применения [4-6]. Все измерительные стенды связаны локальной вычислительной сетью с основным сервером, на котором производится моделирование и экстракция необходимых для этого параметров. При этом, с точки зрения несанкционированного доступа, наиболее уязвимым звеном является именно сервер, поэтому для физической защиты от несанкционированного доступа необходимо использовать системы доверенной загрузки с двухфакторной аутентификацией (ключ-токен и пара логин-пароль) при загрузке системы. Это обеспечит не-

возможность доступа к данным даже при физической краже токена. Также необходимо предусмотреть возможность аппаратной и программной (на уровне операционной системы) верификации обмена информацией с внешними устройствами (подтверждение пользователем с ролью не ниже администратора).

С точки зрения защиты от порчи, изменения и утери информации необходимо осуществить ряд мероприятий. Работа с внешними, относительно комплекса, файлами будет возможна только в режиме песочницы. Он подразумевает блокировку системой доступа из этой среды к критически важным элементам системы и обращение даже с вредоносными файлами в таком случае становится безопасным. На базе сервера необходимо установить git-систему, которая позволит сохранять результаты каждого моделирования в фоновом для пользователя режиме с двойным резервированием файлов непосредственно в репозиториях git-системы. Это позволит восстановить данные моделирования даже в случае их злонамеренного уничтожения пользователем. Доступ к данной системе должен иметь только специалист с ролью не ниже суперпользователя.

Для защиты программных пакетов от вредоносного программного обеспечения, предлагается его модификация с использованием методов контроля контрольных сумм исполняемых файлов и библиотек. Основной особенностью предлагаемых решений является невозможность подмены файлов библиотек либо исполняемых файлов без изменения проверяемых контрольных сумм. При запуске специализированных программных пакетов автоматически запускается исполняемый скрипт безопасности, при помощи которого происходит проверка контрольных сумм исполняемых файлов, а также целостность используемых библиотек.

Предложенные меры не требуют наличия повышенных вычислительных мощностей и реализуются (кроме токен-доступа) стандартными средствами операционных систем и программным обеспечением с открытой лицензией.

Достигнутые результаты

В настоящее время разработана и внедрена эксплуатацию методика контроля функциональных параметров полупроводниковых слоев гетеронаноструктур на основе Si/SiGe, GaAs/AlGaAs/InGaAs, GaN/AlGaN, позволяющая проводить экстракцию исходных данных для моделирования полупроводниковых приборов, изготовленных на основе таких структур [7], с заданным уровнем погрешности. Это позволяет проводить оценку стойкости перспективных приборов микро- и наноэлектроники, исходя из малых уровней воздействия, уменьшая количество испытаний.

Разработан пакет прикладных программ на основе алгоритма Монте-Карло [8, 9], а также в квазигидродинамическом и диффузионно-дрейфовом приближениях [10], позволяющий проводить моделирование процессов переноса непосредственно после облучения.

Разработаны специализированные стенды для проведения измерений электрофизических параметров как корпусированных, так и бескорпусных приборов с заданной точностью измерений.

Проведена оценка угроз информационной безопасности при создании данного комплекса, предложены меры по защите результатов измерений и моделирования от несанкционированного доступа, а также непреднамеренной порчи, либо утери.

[1] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Рябов А.А., Линев А.В., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Ротков Л.Ю. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2015. № 2. С. 24.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[3] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
[4] ГОСТ Р 53114-2008 Защита информации. Обеспечение информационной безопасности в организации. Основные термины и определения.
[5] ГОСТ Р ИСО/МЭК 13335-1-2006 Информационная технология (ИТ). Методы и средства обеспечения безопасности. Часть 1. Концепция и модели менеджмента безопасности информационных и телекоммуникационных технологий.
[6] ГОСТ Р ИСО/МЭК 27001-2006 Информационная технология (ИТ). Методы и средства обеспечения безопасности. Системы менеджмента информационной безопасности. Требования.
[7] Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 1-2. С. 64.
[8] Демарина Н.В., Оболенский С.В. // Журнал технической физики. 2002. Т. 72, № 1. С. 66.
[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[10] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 2. С. 10.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСАНОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СУБМИКРОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ СФОРМИРУЮЩИМИСЯ РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ.

Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Пузанов А.С.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В соответствии с дорожной картой развития приборов и систем, представленной институтом инженеров электротехники и электроники [1], одним из приоритетных направлений развития современной электроники, является уменьшение размеров как рабочих областей составных частей микросхем, так и микросхем с целом. При этом, влияние неоднородностей, возникающих в приборах при воздействии ионизирующих излучений значительно усиливается [2, 3].

Основным трендом развития микроэлектроники, в том числе и радиационно-стойкой, является увеличение плотности размещения транзисторов на кристалле в следствие чего необходимо уменьшение размеров их активной области. Но в случаях практического применения радиационно-стойкой элементной базы (военная аппаратура, космическая аппаратура и т.д.) к аппаратуре предъявляются требования в том числе и по радиационной стойкости.

Известно, что воздействие радиации приводит к образованию различного рода дефектов и ионизации полупроводника. В частности, при нейтронном облучении в результате каскадных смещений атомов помимо точечных дефектов образуются разупорядоченные области – кластеры дефектов, состоящие из более мелких и плотных образований – субкластеров. Такие объекты окружены пространственным зарядом и препятствуют движению электронов. При этом рассеяние холодных носителей происходит на кластерах в целом и точечных дефектах, а горячих – на отдельных субкластерах.

При уменьшении активной области прибора изменяется характер переноса носителей заряда в ней. Ранее, авторами это было показано в работе [4]. При этом, стоит отметить, что существенно меняется и набор факторов, влияющих на подвижность носителей заряда в активной области. При уменьшении же размеров активной области до размеров, характерных для квазибаллистического пролета носителей заряда, уже отдельные реализации субкластеров дефектов могут нарушить функционирование прибора [5].

Расчет электрофизических параметров кластеров радиационных дефектов

Для определения времен релаксации, а как следствие, и подвижности, необходимо нахождение вероятности перехода электрона из одного состояния в другое вследствие рассеяния на дефекте решетки или примеси. Здесь и далее эта задача будет рассматриваться в приближении сферически симметричной долины.

В общем случае задача нахождения вероятности перехода электрона в другое состояние является задачей квантовой теории рассеяния. Она решается на основе метода нестационарной теории возмущения [6]. Гамильтониан для материала представим в виде

$$\hat{H}_T = \hat{H} + \hat{H}', \quad (1)$$

где $\hat{H}'$ описывает взаимодействие электрона с примесями и фононами, а $\hat{H}$ является невозмущенным гамильтонианом и в нашем случае описывается гамильтонианом электрона в идеальной решетке. $\hat{H}'$ считается малым возмущением. Стационарное решение для невозмущенного $\hat{H}$ описывается как

$$\Psi_n(t) = \psi_n exp(-i\varepsilon_n t/\hbar), \quad (2)$$

где ψ_n и ε_n – собственные функции и собственные числа решения уравнения

$$\hat{H}\psi_n = \varepsilon_n \psi_n. \quad (3)$$

В общем случае, решив уравнение Шредингера для возмущенной задачи и учтя (3), а также то, что рассеивающий центр является заряженным, получим значение матричного элемента гамильтониана, отвечающего за вероятность перехода из невозмущенного состояния в возмущенное:

$$\hat{H}'_{kk'} = \int_0^\infty V(r) \frac{sin(|k-k'|)r}{|k-k'|} dr. \quad (4)$$

Тогда дифференциальное сечение рассеяния можно определить, как:

$$\sigma(\theta) = \left[\frac{Vm}{2\pi\hbar}\hat{H}'_{kk'}\right]. \quad (5)$$

Рассмотрим уравнение движения носителей заряда в условии пренебрежения тепловым движением:

$$\frac{d}{dt}(mv_d) + \frac{mv_d}{\tau_m} = eE, \quad (6)$$

где t – время, mv_d – импульс носителей заряда, а τ_m – определяется как среднее время релаксации импульса. При этом, второе слагаемое уравнения описывает «трение», испытываемое носителями заряда о кристаллическую решетку при направленном движении под действием внешнего поля. Среднее время релаксации зависит от частоты колебаний кристаллической решетки, и, как следствие, определяет зависимость среднего времени релаксации от температуры. С точки зрения микроскопической теории данное «трение» обусловлено взаимодействием носителей заряда с несовершенствами кристаллической решетки – дефектами, примесями и колебаниями решетки. Подобный тип взаимодействия носителей заряда с решеткой называется рассеянием. Понятие «сечения рассеяния» используется для описания прохождения частиц большой энергии через вещество.

Частота соударений с атомами примеси определяется через концентрацию рассеивающих центров (легирующей примеси) N, их сечением σ_c и скоростью частицы v:

$$\frac{1}{\tau_c} = N\sigma_c v. \quad (7)$$

Сечение рассеяния σ_c определяется из дифференциального сечения рассеяния путем интегрирования по телесному углу $d\Omega = 2\pi sin\theta d\theta$:

$$\sigma_c = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta) sin\theta d\theta, \quad (8)$$

где θ – угол отклонения направления движения частицы относительно первоначального направления.

Относительно изменение компоненты скорости частицы равно:

$$\frac{v - vcos\theta}{v} = 1 - cos\theta. \quad (9)$$

Эта же величина определяет изменение соответствующей компоненты импульса (в приближении сохранения эффективной массы неизменной при соударении). Отсюда сечение можно посчитать как

$$\sigma_c = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta)(1 - cos\theta) sin\theta d\theta. \quad (10)$$

Также время релаксации импульса можно переписать следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_c} = N\sigma_c v = Nv2\pi \int_0^{\pi} \sigma(\theta)(1 - cos\theta) sin\theta d\theta. \quad (11)$$

Для полученных выше формул в качестве определения одного из вариантов решения трехмерной задачи был выбран потенциал Флеминга [7]. Для этого потенциала был проведен расчет подвижности и времен релаксации импульса для кремния с целью сравнения с результатами эксперимента. Стоит заметить, что сравнение с экспериментом в данном случае не будет являться полностью корректным, ввиду отсутствия данных о значениях подвижности для горячих носителей заряда. В общем случае не существует прямых методов измерения подвижности, что приводит к невозможности разделения на «холодные» и «горячие» носителя заряда. Однако в работе [8] обсуждался вопрос «поглощения» более объемными областями разупорядочивания мелких областей. Это приводит к тому, что оцениваются именно доминирующие области, а как следствие, и кластеры радиационных дефектов. Также представленные в литературе измерения для объемного материала проведены для низких концентраций легирующих примесей. Это приводит к тому, что область обедненной примеси вокруг кластера будет иметь достаточно большой объем и будет в доминирующем числе случаев определять конечные значения подвижности всего исследуемого образца. Исходя из этого, предлагается считать значение подвижности, полученной в ходе экспериментов подвижностью, определяемой доминирующим видом кластеров радиационных дефектов.

На рисунке представлены результаты расчета времени релаксации импульса (рис. 1) и подвижности (рис. 2), рассчитанных для кремния, а также сравнение с экспериментальными данными, полученными для необлученного образца [9]. Расчеты проводились для размеров ядра кластера, равным 5, 10 и 15 нм.

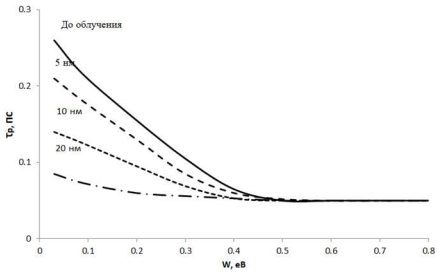


Рис. 1

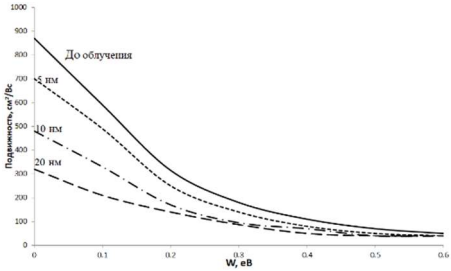


Рис. 2

Основной проблемой при подобной постановке задачи является верификация полученных результатов моделирования, так как данные получаемые при анализе опытных образцов не позволяют в полной мере выделить подвижность, связанную с «горячими» носителями.

Из полученных данных видно, что подвижности падают с увеличением размера ядра кластера. Также данный расчет интегрирован в единую систему определения исходных данных для проведения трехмерного моделирования транспорта носителей при радиационном воздействии [10].

[1] International roadmap for devices and systems: 2017 edition. More Moore.
[2] Забавичев И. Ю., Оболенская Е. С., Потехин А. А., Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1489.
[3] Забавичев И. Ю., Потехин А. А., Пузанов А. С., Оболенский С. В., Козлов В. А. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1520.
[4] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
[5] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[6] Аскеров Б.М. Электронные явления переноса в полупроводниках. – М.: Наука., 1985, 320 с.
[7] Fleming R. M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E., and Campbell J. M. // Journal of Applied Physics. 2007. № 102. 043711.
[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] Насеткин К.А., Муравьев М.С., Алимирзоев Г.М., Пузанов А.С., Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Научно-технический вестник Поволжья. 2019. № 7. С. 127.
[10] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Оболенская Е.С., Васин А.А., Тарасова Е.А., Хананова А.А., Линев А.В., Иванов А.Б., Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2018. № 4. С. 10.

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ RLC-ПАРАМЕТРОВ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ ТРАНЗИСТОРОВ НА СБОЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЯЧЕЕК БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩЕЙ СТАТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И ИЗЛУЧЕНИЙ ИХ ИМИТИРУЮЩИХ

А.С. Пузанов, А.А. Потехин, И.Ю. Забавичев, К.А. Насеткин, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основной тенденцией развития цифровой электроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур, что приводит к уменьшению энергии и увеличению скорости переключения транзисторов. Это позволяет обеспечивать неуклонный рост числа элементов интегральных схем и дальнейшее увеличение производительности. При этом для обеспечения требуемого быстродействия необходима минимизация задержек распространения и размытия фронтов сигналов, что определяется RCL-параметрами межсоединений транзисторов интегральных схем.

При попадании заряженной частицы в рабочую область транзистора вдоль трека образуется сильноионизованная область [1]. В результате разделения неравновесных носителей заряда электрическим полем образуется импульс тока, который может привести к сбою ячейки статической памяти. При этом оценка стойкости к подобного рода обратимым одиночным эффектам в настоящее время в большинстве работ проводится по величине критического заряда [2], хотя работы ряда авторов [3] показали влияние на сбоеустойчивость не только величины собранного заряда, но и формы возникающих импульсов тока.

Очевидно, что переходной ионизационный процесс существенным образом зависит от RCL-параметров контактов транзисторов. В данной работе рассматривается вопрос о влиянии RLC-параметров межсоединений транзисторов на сбоеустойчивость ячеек быстродействующей статической памяти при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства и излучений их имитирующих.

Объект и методика моделирования

В качестве объекта моделирования выступала стандартная 6-транзисторная ячейка статической памяти, изготовленная по 10-нм технологии «кремний на изоляторе» (КНИ). Основные параметры моделируемых транзисторов масштабировались в соответствии с правилами [4] (табл.)

Табл.

Длина затвора, нм	22
Толщина подзатворного диэлектрика, нм	1,1
Толщина активного слоя кремния, нм	45
Толщина скрытого диэлектрика, нм	1,1
Ширина канала n-МОП транзистора, нм	170
Ширина канала p-МОП транзистора, нм	340
Напряжение питания, В	0,75
Сопротивление контакта, Ом/мкм	130
Емкость контакта, аФ/мкм	200

Для теоретического исследования воздействия тяжелых заряженных частиц на ячейки памяти широко используется метод смешанного приборно-схемотехнического моделирования [2]. Переходные процессы в транзисторе, в который попадает частица, рассчитываются при помощи физико-топологических моделей, а остальная часть схемы анализируется в программе схемотехнического моделирования. Традиционно используется комбинация TCAD (Technology Computer Aided Design) и SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis), для физико-топологического и схемотехнического моделирования, соответственно. Однако, как было показано в работе [5] комплекс локально-равновесных моделей переноса носителей заряда, применяемый в том числе в TCAD, может давать большую погрешность в расчете ионизационной реакции полупроводниковых структур при длительности возбуждающего воздействия порядка времен релаксации энергии и импульса электронно-дырочной плазмы (~10^{-13} с), что реализуется при воздействии тяжелых заряженных частиц [1]. Поэтому для расчета переходной ионизационной реакции была применена оригинальная локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель переноса носителей заряда [5], ранее применявшаяся для оценок сбоеустойчивости ячеек статической памяти технологий с различными топологическими нормами в работах [6-8].

Результаты расчетов и их обсуждение

Оценки показывают, что постоянная времени RC-цепи составляет 0,8 фс для n-МОП КНИ и 3,1 фс для p-МОП КНИ. Это существенно больше характерной длительности фронта импульса переходного ионизационного процесса, которая составляет около 420 фс при прохождении первичного атома отдачи с начальной энергией 200 кэВ [8]. Результаты расчетов импульса фототока без учета (- - -) и с учетом (—) влияния контактов при помощи локально-равновесной и локально-неравновесной диффузионно-дрейфовой моделей приведены на рис. Видно существенное различие между моделями. При этом влияние контактов влияет на результат незначительно.

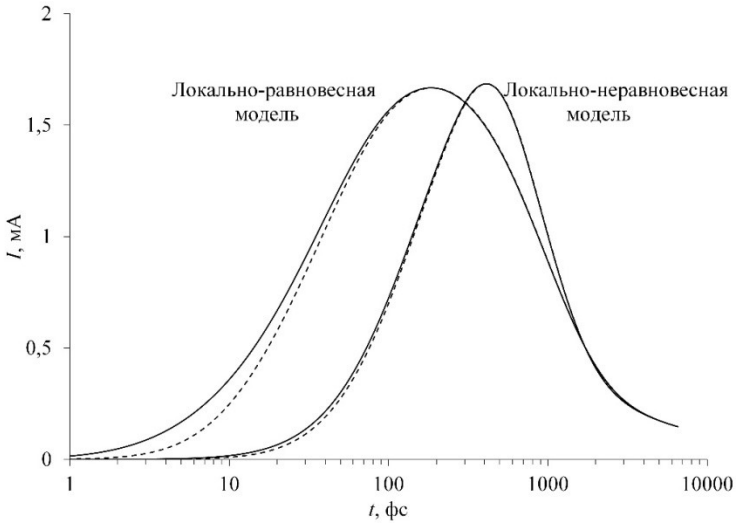


Рис.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Таперо К.И., Улимов В.Н., Членов А.М. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2018, 304 с.
[2] Петросянц К.О., Харитонов И.А., Орехов Е.В., Самбурский Л.М., Ятманов А.П., Воеводин А.В. // В кн.: Сборник трудов 5-й Всероссийской научно-технической конференции «Проблемы разработки перспективных микро- и наноэлектронных систем – 2012» – М.: ФГБУ ИППМ РАН, 2012, с. 413.
[3] DasGupta S. // M.S. thesis, Dept. Elect. Eng. and Comp. Science. Vanderbilt University. Dec. 2007. P. 116.
[4] International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition. More Moore. – IEEE Advancing Technology for Humanity. 2018. P. 36.
[5] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
[6] Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2019. Т. 53, № 9. С. 1250.
[7] 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.
[8] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.

ПРЯМАЯ ЗАДАЧА ВОССТАНОВЛЕНИЯ РЕАКЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР НА РАДИАЦИОННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ С УЧЕТОМ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ

А.Р. Сазонов, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одним из важнейших этапов исследований и испытаний дискретных полупроводниковых приборов, изделий микро- и наноэлектроники является анализ полученных экспериментальных данных и априорной информации, что необходимо для разработки обоснованного заключения по их результатам [1]. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал, постоянно обновляемый при исследованиях и испытаниях, что дает основу для развития наших представлений о природе радиационных эффектов в полупроводниках, изделиях микро- и наноэлектроники, а также радиоэлектронной аппаратуре на их основе.

Основной проблемой является разнородность имеющихся экспериментальных данных, что обусловлено многими факторами: различными амплитудно-временными и спектрально-энергетическими характеристиками излучений моделирующих установок, условиями проведения облучательных экспериментов, объемом контролируемых параметров и т.д. Принципиальной особенностью проведения радиационных испытаний электронной компонентной базы на моделирующих установках является дистанционный контроль регистрируемых параметров в процессе и после облучения. При этом для обеспечения дистанционного контроля применяются специализированные измерительные линии, учитывающие специфику радиационного воздействия.

Идеальная длинная линия, согласованная с обоих концов, не вносит искажений в передаваемый сигнал. Реальная длинная линия имеет частотно-зависимые коэффициенты затухания и стоячей волны [2]. Импеданс объекта исследований также меняется в процессе облучения, что особенно ярко проявляется при импульсных воздействиях, приводя к многочисленным переотражениям сигнала в коаксиальном кабеле – так называемому «звону» в длинной линии. Таким образом, вышеизложенные факторы вносят существенные искажения в принимаемый осциллографом сигнал переходного ионизационного процесса объекта исследований.

Таким образом, из вышеизложенного следуют постановки прямой и обратной задач восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий. В рамках прямой задачи известными считаются все параметры длинной линии и искаженный сигнал переходного ионизационного процесса объекта исследований. Подлежит восстановлению истинная реакция полупроводниковой структуры на радиационное воздействие. В рамках обратной задачи известным считается только искаженный сигнал переходного ионизационного процесса объекта исследований. Подлежит восстановлению истинная реакция полупроводниковой структуры на радиационное воздействие. Параметры длинной линии в этом случае неизвестны и подбираются, исходя из физической «правдоподобности» истинной реакции полупроводниковой структуры на радиационное воздействие. Очевидно, что обратная задача является некорректной.

В данной работе рассмотрено решение прямой задачи восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий.

Математическая модель

С теоретической точки зрения, истинная форма сигнала переходного ионизационного процесса может быть получена путем решения телеграфных уравнений. В этом случае, однако, существенно затруднена интеграция в модель имеющихся экспериментальных данных зависимостей коэффициента затухания и стоячей волны от частоты. Поэтому в данной работе был развит подход, предложенный в монографии [3], для расчета коэффициента экранирования электромагнитных волн плоским экраном.

Пусть $Z_1(j\omega)$, $Z_2(j\omega)$ и $Z_3(j\omega)$ – характеристическое сопротивление объекта исследований, длинной линии и осциллографа, $\gamma(j\omega)$ – коэффициент распространения. Тогда коэффициент отражения от границы объект исследований – длинная линия $\Gamma_{12}(j\omega)$ и длинная линия – осциллограф $\Gamma_{23}(j\omega)$ определяются по формулам

$$\Gamma_{12}(j\omega) = \frac{Z_2(j\omega) - Z_1(j\omega)}{Z_2(j\omega) + Z_1(j\omega)} \quad (1)$$

$$\Gamma_{23}(j\omega) = \frac{Z_3(j\omega) - Z_2(j\omega)}{Z_3(j\omega) + Z_2(j\omega)}. \quad (2)$$

Можно показать, что амплитудно-частотная характеристика рассогласованной длинной линии определяется по формуле

$$K(j\omega) = \frac{\big(1 + \Gamma_{12}(j\omega)\big)\big(1 + \Gamma_{23}(j\omega)\big)e^{-\gamma(j\omega)l}}{1 + \Gamma_{12}(j\omega)\Gamma_{23}(j\omega)e^{-2\gamma(j\omega)l}}, \quad (3)$$

где l – длина длинной линии.

Таким образом, восстановление истинной формы сигнала переходного ионизационного процесса объекта исследований выглядит следующим образом:

1) Проводится преобразование Фурье зарегистрированного сигнала $y(t)$ в частотную область $Y(j\omega)$

$$Y(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t)e^{-j\omega t}dt. \quad (4)$$

2) Вычисляется спектр исходного сигнала

$$X(j\omega) = \frac{Y(j\omega)}{K(j\omega)}. \quad (5)$$

3) Проводится обратное преобразование Фурье исходного сигнала $X(j\omega)$ во временную область $x(t)$

$$x(t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} X(j\omega)e^{j\omega t}d\omega. \quad (6)$$

Объект и методика проведения исследований

Для подтверждения адекватности разработанного подхода к восстановлению реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий был проведен ряд облучательных экспериментов на импульсном рентгеновском аппарате «Аргумент». Схема проведения измерений при облучении представлена на рис. 1.

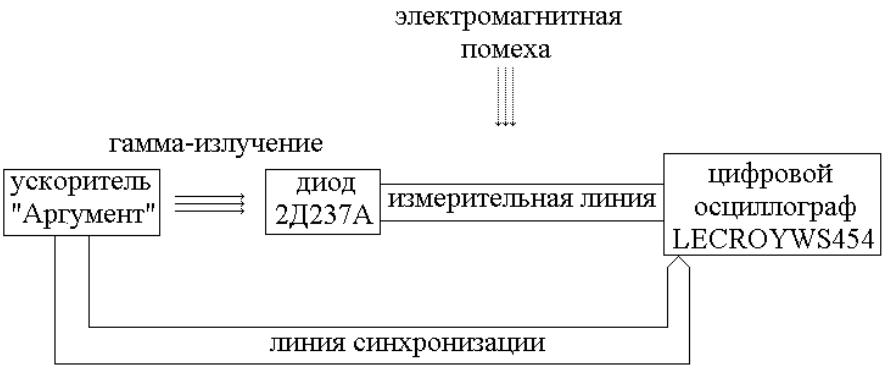


Рис. 1

Объектом исследования являлся кремниевый низкочастотный диод малой мощности 2Д237А. В качестве контрольно-измерительной аппаратуры использовался цифровой осциллограф LECLOY WS-454 с полосой пропускания 500 МГц, который запускался по линии синхронизации одновременно с импульсом ионизирующего излучения. Длина измерительной линии составляла 46 м.

Результаты и их обсуждение

Исходные данные $y(t)$, зафиксированные цифровым осциллографом LECLOY WS-454, и результаты восстановления сигнала переходного ионизационного процесса диода 2Д237А $x(t)$ представлены на рис. 2. Характерный период переколебаний в измерительной линии вследствие ее рассогласования в момент воздействия импульса ионизирующего излучения составляет 460 нс, что соответствует двойному переотражению сигнала от концов измерительной линии. Таким образом, период переколебаний T может рассчитан по формуле

$$T = \frac{2l\sqrt{\varepsilon}}{c}, \qquad (7)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – скорость распространения сигнала в свободном пространстве, $\varepsilon = 2{,}28$ – диэлектрическая проницаемость полиэтилена. Для длины коаксиального кабеля 46 м период переколебаний составляет 463 нс, что хорошо соответствует экспериментальным данным.

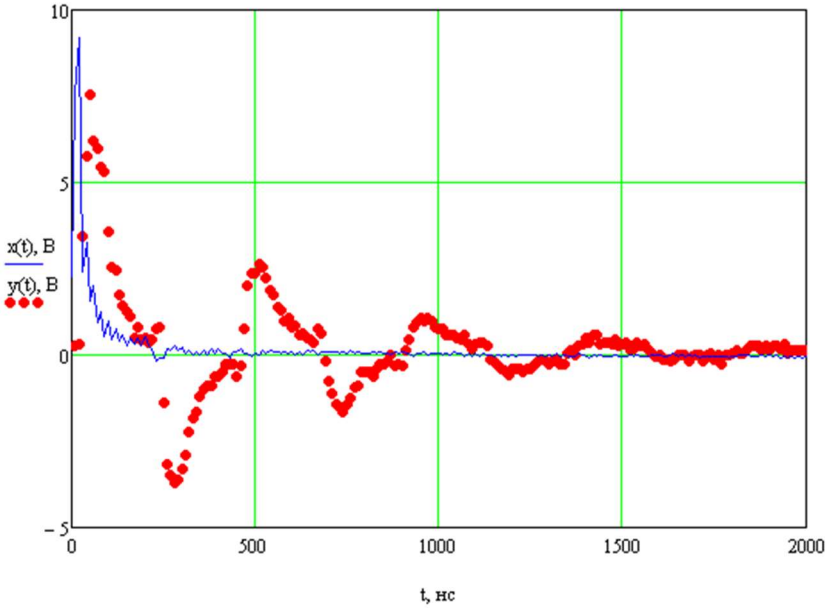


Рис. 2

Таким образом, предложенный подход позволяет восстановить сигнал переходного ионизационного процесса объекта исследований. В ходе дальнейших работ будет рассмотрена обратная задача восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий. Это потребует разработки математической модели реакции объекта исследований на радиационное воздействие и выработки критериев нахождения наиболее вероятных значений параметров длинной линии.

[1] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Изд-во ВГУ, 2002, 190 с.
[2] Белоруссов Н.И., Гроднев И.И. Радиочастотные кабели. – М.: Госэнергоиздат, 1959, 320 с.
[3] Шапиро Д.Н. Электромагнитное экранирование. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2010. 120 с.

ОСОБЕННОСТИ МЕТОДОВ РАСЧЕТНОЙ ОЦЕНКИ СТОК-ЗАТВОРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ ПОДВИЖНОСТЬЮ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ИНТЕРМОДУЛЯЦИОННЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, С.В. Хазанова, Н.Н. Григорьева, О.Л. Голиков, А.С. Пузанов, А.Д. Боженькина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Идея квантово-размерного полевого транзистора с высокой подвижностью электронов в канале (HEMT) возникла на рубеже 70-80 г.г. XX века [1]. Используются как структуры на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs, InP/InGaAs/InP, GaAs/AlGaAs, InGaAs/GaAs, так и структуры на основе соединения GaN/AlGaN, в которых квантовая яма формируется за счет возникновения пьезоэлектрической поляризации на границах слоев [2]. Значительное подавление рассеяний носителей заряда в канале HEMT позволяет добиться отличных шумовых и частотных характеристик усилителей на их основе.

Одной из основных характеристик малошумящих усилителей является их коэффициент усиления, то есть способность усиливать слабый входной сигнал в линейном режиме. Нелинейные искажения сигнала в усилителях на основе полевых транзисторов традиционно связывают с нелинейной сток-затворной вольтамперной характеристикой (ВАХ) [3]. В данной работе проводится анализ нелинейности ВАХ полевых транзисторов с затвором Шоттки (ПТШ) на основе объемного GaAs и *p*-HEMT на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs и InGaAs/GaAs. В настоящее время подобные соединения наиболее широко используются в производстве СВЧ HEMT. Особенностью транзисторов такого типа является то, что канал может состоять из нескольких слоев различной проводимости. Ранее авторами [4] детально изучались особенности физико-топологического моделирования данных структур, был предложен комплекс аналитических и численных моделей для расчета электрофизических параметров исследуемых приборов с малой погрешностью.

В работе [5] было изучено влияние различных профилей распределения легирующей примеси в канале классических транзисторов с затвором Шоттки (без квантовой ямы) на нелинейность сток-затворных ВАХ. Рассматривалось равномерное распределение примесей в канале ПТШ и ступенчатое легирование, когда нижний слой легировался больше, чем верхний. Показано, что при равномерном распределении примесей, то есть в первом случае, нелинейность сток-затворной ВАХ выше, чем в случае ступенчатого легирования (второй случай).

В современных HEMT, особенно с длинами канала около 100 нм, которые предназначены для работы на частотах 50-150 ГГц и выше, формирование транспорта электронов имеет целый ряд особенностей – квазибаллистический характер движения электронов вдоль канала, модуляция не только толщины, но и длины канала транзистора электрическим полем затвора, сильное влияние особенностей конструкции и технологии изготовления полупроводниковой гетероструктуры на нелинейные искажения усиливаемого сигнала [6]. Данная работа посвящена моделированию указанных процессов и анализу их влияния на линейность сток-затворной характеристики.

Объект исследования и методика расчетов

В качестве основных объектов исследований были выбраны: полевой транзистор с затвором Шоттки, HEMT на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs и GaAs/InGaAs. Для обеих HEMT структур рассматривалось два варианта конструкции – с одним δ-слоем и с двумя, расположенными по обе стороны от квантовой ямы. При рабочих напряжениях в обоих типах транзисторов проводимость в δ-слое отсутствовала.

В работе проводился расчет зонных диаграмм исследуемых структур и профилей распределения электронов путем решения одномерного уравнения Пуассона и совместного решения уравнения Пуассона и Шредингера с помощью оригинального численного метода, реализованного на базе конечно-разностной схемы с учетом напряжения, приложенного в направлении роста структуры [7, 8]. На основе результатов рассчитанных зонных диаграмм и энергетического спектра в работе были получены профили концентрации носителей в канале AlGaAs/InGaAs/GaAs и InGaAs/GaAs HEMT при различных напряжениях на затворе в открытом состоянии и вблизи отсечки. По полученным данным проведен аналитический расчет сток-затворных вольтамперных характеристик, анализировалась крутизна полученных ВАХ.

Достигнутые результаты

На первом этапе работы проводился анализ нелинейности характеристик ПТШ и проводилось сравнение результатов расчетов по предложенному в данной работе подходу с известными ранее данными [3, 5]. Было выявлено, что спад крутизны ВАХ сильнее выражен для транзисторов с однородным легированием. Так же благодаря расчету сток-затворной ВАХ полевого транзистора с затвором Шоттки со ступенчатым, но инвертированным легированием (в случае легирования верхнего слоя канала больше, чем нижнего) было получено, что выходные характеристики подобного типа транзисторов будут иметь максимальную линейность, как с учетом, так и без учета эффекта всплеска скорости носителей заряда в канале.

На втором этапе работы с использованием оригинальной верифицированной методики расчетов был проведен анализ зависимости сток-затворной ВАХ транзисторов на основе соединений AlGaAs/InGaAs и GaAs/InGaAs от толщины спейсерного слоя (расстояние между квантовой ямой и δ-слоем). Получено, что максимальный ток стока I_c и крутизна ВАХ в обоих типах структур будет иметь наибольшее значение при самой малой толщине спейсерного слоя. При этом транзисторы на гетероструктуре AlGaAs/InGaAs/GaAs оказываются более чувствительны к положению δ-слоя относительно квантовой ямы. В работе рассматривались как структуры с одинаковой степенью легирования δ-слоев, так и случай инвертированного легирования, когда слой, находящийся ниже квантовой ямы легирован больше. Данные численных расчетов показывают, что двустороннее δ-легирование приводит к тому, что профиль концентрации носителей проводящего канала с ростом напряжения становится более симметричным по сравнению с односторонним легированием.

По результатам расчетов можно сделать вывод, что инвертированное легирование δ-слоев позволяет получить линейную сток-затворную ВАХ транзистора без учета эффекта всплеска скорости, и уменьшить влияние указанного эффекта на нелинейные искажения, то есть подобное распределение примесей в подзатворной области транзи-

стора может полностью компенсировать нелинейность ВАХ, возникающую из-за влияния всплеска скорости носителей заряда в канале транзистора.

Таким образом, можно заключить, что при проектировании усилителей на основе современных HEMT с длинами каналов 100-200 нм необходимо учитывать не только поперечные изменения концентрации носителей заряда в канале, но и продольные, связанные с эффектом всплеска скорости в канале транзистора. Компенсацию всплеска скорости предлагается проводить с помощью увеличения легирования слоя канала, прилегающего к буферу в полевых транзисторах с затвором Шоттки или с помощью добавления второго легирующего δ-слоя в перспективных HEMT на основе GaAs.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект 0729-2020-0057

[1] Mimura T. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. 2002. Vol. 50, № 3. P. 780.
[2] Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В., Макаров А.Б. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 11. С. 1543.
[3] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984.
[4] Тарасова Е.А., Демидова Д.С., Оболенский С.В. и др. // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 12. С. 1587.
[5] Williams R.E., Shaw D.W. // IEEE Trans. Electron Devices. 1978. ED-25. P. 600.
[6] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с.
[7] Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Тихов С.В., Байдусь Н.В. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 53.
[8] Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л. // Физические и физико-химические основы ионной имплантации. РИУ ННГУ им. Н.И. Лобачевского. 2018. С. 33.

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 15 мая 2020 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.С. Оболенская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»

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

ДИНАМИКА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СТЕНДЕ СУРА В 2018–2019 ГГ.

Н.В. Бахметьева[1)], Г.И. Григорьев[1)], И.Н. Жемяков[2)], Е.Е. Калинина[1)], А.В. Толмачева[1)]

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

Введение

В работе представлены новые результаты исследования динамики нижней ионосферы Земли в интервале высот 60–130 км на основе одновременных измерений скорости вертикального движения плазмы и температуры нейтральной компоненты. Эксперименты проводились на нагревном стенде СУРА (56,15 N; 46,11 E) в 2018–2019 гг. в сентябре и октябре методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы. В отличие от обычного режима работы нагревного стенда при создании и диагностике ИПН возмущение ионосферы производилось длительным (в течении 28 минут) излучением в зенит необыкновенной волны с эффективной мощностью излучения 80–120 кВт на частоте ниже критической частоты ионосферы. По одной минуте в начале и конце каждого сеанса нагрева отводилось на работу ионозонда CADI. Последующие полчаса производились измерения характеристик сигналов, рассеянных неоднородностями, в обычном режиме создания ИПН в течение 3 с, импульсным зондированием в течение последующих 12 с на стадии релаксации неоднородностей с регистрацией амплитуды и фазы рассеянного сигнала. Одной из задач при выборе такой схемы воздействия на ионосферу в экспериментах 2018–2019 гг. было исследование возможного влияния длительных нагревов на динамику нижней ионосферы, в том числе, температуру нейтральной компоненты и вертикальную скорость плазмы.

Применение метода ИПН для изучения динамики нижней ионосферы Земли

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения параметров ионосферы подробно изложена в монографии [1] и многочисленных публикациях авторов доклада. Диагностика нижней ионосферы включает создание ИПН мощным радиоизлучением, их локацию путем импульсного зондирования радиоволной той же частоты и поляризации на стадии разрушения (релаксации) ИПН после окончания воздействия на ионосферу, прием сигналов, рассеянных неоднородностями, специализированной установкой, измерение амплитуды и фазы. Анализ высотной зависимости времени релаксации позволяет определять ряд параметров нейтральной составляющей нижней ионосферы [1]. Релаксация неоднородностей после окончания нагрева в Е-слое (90–120 км) происходит под действием амбиполярной диффузии. На высотах, где влияние атмосферной турбулентности несущественно, время релаксации обратно пропорционально коэффициенту амбиполярной диффузии, то есть пропорционально массе ионов и частоте ион-молекулярных соударений и обратно пропорционально температуре нейтральной компоненты [1]. Известно, что в слое E_s преобладают положительные ионы металлов, масса некоторых из них (например, железа) значительно превышает массу основных атмосферных ионов NO^+ и O_2^+.

В результате время релаксации неоднородностей на высотах слоя E_s значительно возрастает. Измерение фазы рассеянного сигнала позволяет определить скорость вертикального движения плазмы, которая на высотах 50–130 км равна скорости движения нейтральной компоненты, в результате того, что ионосферная плазма является пассивной примесью и движется вместе с нейтральной средой.

Высотно-временные изменения времени релаксации сигнала и вертикальной скорости

На рис. 1 показана высотно-временная зависимость амплитуды рассеянного сигнала за 12.09.2019. Красные столбики означают интервалы времени длительного воздействия на ионосферу. Отметим, что во время длительных нагревов измерить параметры рассеянного сигнала невозможно. На рис. 1 видны рассеянные неоднородностями сигналы в области D, области E и сигналы от спорадического слоя E_s в начале наблюдений (высота 110–120 км) и по окончании серии длительных нагревов (высота 90–110 км). Кроме того, еще один низкий «подслойный» спорадический слой зарегистрирован на высоте 90 км в начале измерений.

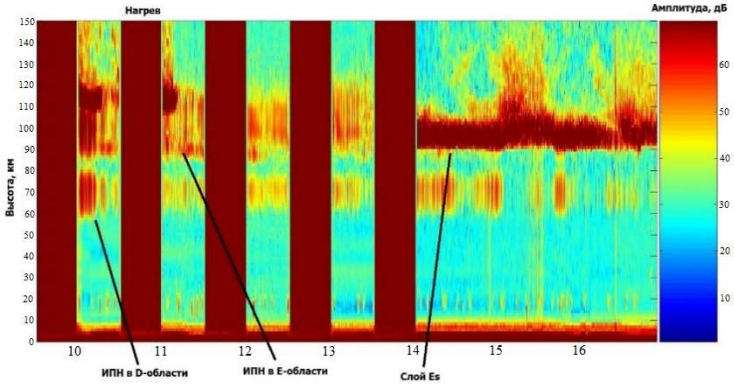


Рис. 1

Приведем примеры высотно-временных вариаций некоторых параметров. На рис. 2 представлен график временных вариаций времени релаксации рассеянного сигнала на трех высотах E-области 105 км (кружки), 100,8 км (квадраты) и 112 км (треугольники). Время релаксации уменьшается с высотой в соответствии с диффузионным законом, имеет обычные для E-области значения. В начале наблюдений в соответствии с рис. 1 и после прекращения длительного нагрева в 14:00 на высотах 100,8 км и 112 км время релаксации превышает типичные значения для области E, что связано с образованием слоя E_s над пунктом наблюдения. Видны волнообразные вариации времени релаксации с периодом от 10–15 минут до 2 часов. На рис. 3 приведен график временных вариаций вертикальной скорости плазмы на тех же высотах. В целом величина скорости изменялась в пределах от –6 м/с до +6 м/с, но до появления слоя E_s ее значения были ниже и лежали в интервале от –3 до +3 м/с. Отрицательные

значения скорости соответствуют движению вверх. Видна постоянная смена направления скорости. Также в вариациях скорости хорошо видны проявления волновых движений с периодом от 10 минут до часа с периодической сменой направления. Эти особенности свидетельствуют об интенсивной динамике исследуемой области высот.

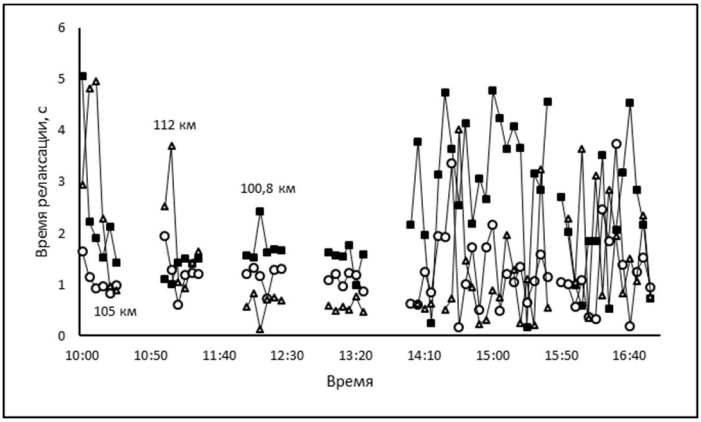


Рис. 2

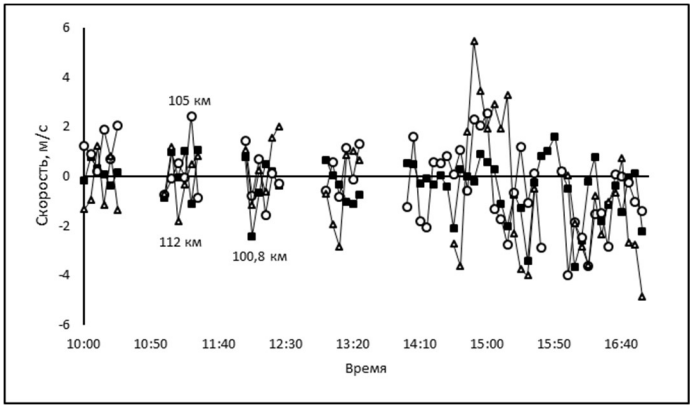


Рис. 3

Сравнительно большие по отношению к модели общей циркуляции атмосферы значения вертикальной скорости, измеренные методом ИПН, отражают существенную роль атмосферных волн в динамике нижней ионосферы.

Температура и плотность нейтральной компоненты

Основой для определения температуры T и плотности ρ нейтральной компоненты в нижней части области E до высоты 120–130 км является высотная зависимость времени релаксации

сигнала, рассеянного неоднородностями. Методика определения этих параметров подробно описана в [1]. В большинстве экспериментов наблюдались волновые вариация температуры и плотности, часто имевшие нестабильный характер. На рис. 4 приведена зависимость нейтральной температуры от времени T(t) для трех высот: 100 км (квадраты), 105 км (кружки) и 112 км (треугольники) 12.09.2019. Каждая точка на рис. 4 соответствует усреднению первичных данных по интервалу времени 5 минут. Наиболее глубокие вариации температуры наблюдались на высоте 105 км около 11 часов и 15 часов. После выключения длительного нагрева в 14 часов зависимости T(t) на всех трех высотах приобрели более регулярный вид с волновыми вариациями с наиболее выраженными периодами 10–15 минут.

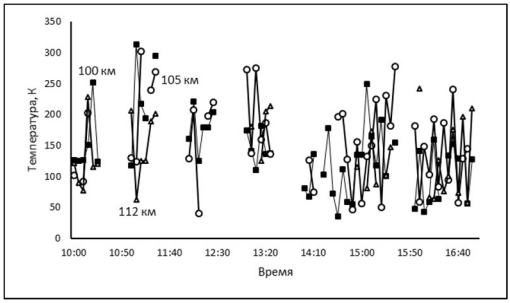


Рис. 4

Заключение

Длительное воздействие на ионосферу приводит к росту вариаций времени релаксации, скорости и температуры. Вновь подтверждено, что в высотно-временных вариациях этих параметров постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов с наиболее выраженными периодами 15, 30 и 60 минут. Вертикальный масштаб волн составил 5–15 км [2].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-05-00293 (проведение и анализ результатов экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 г.г.) и гранта Минобрнауки, полученного в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы». Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62020X0003. Номер соглашения 075-15-2020-529.

[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] Bakhmet'eva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Kalinina E.E. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2018. Vol. 12, № 3. P. 510.

ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДВИЖЕНИЯ В МЕЗОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СТЕНДЕ СУРА В 2015–2019 ГГ.

Н.В. Бахметьева[1)], Г.Р. Виноградов[2)], В.Д. Вяхирев[1)], Е.Е. Калинина[1)]

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

Введение

В работе представлены новые результаты исследований турбулентных явлений на высотах мезосферы и нижней термосферы (50–120 км), полученные в экспериментах по исследованию ионосферы методом создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы на нагревном стенде СУРА (56,15 N; 46,11 E). Турбулентное движение в нижней ионосфере представляет собой перемешивание газового состава атмосферы неупорядоченными вихрями разных масштабов. Высотой, разделяющей два типа движений – регулярное движение и турбулентное перемешивание – является высота турбопаузы. Турбопауза это уровень в атмосфере, на котором происходит переход от преобладания турбулентного перемешивания газового состава к диффузионному разделению газов, что с ростом высоты приводит к увеличению содержания легких и уменьшению тяжелых газов, то есть к изменению состава атмосферы. Турбулентное движение характеризуется средней скоростью, которая приближается к нулю при росте высоты до уровня турбопаузы. Метод резонансного рассеяния радиоволн на ИПН позволяет определять скорость турбулентных движений и уровень турбопаузы на основе измерений характеристик сигнала, рассеянного ИПН.

Применение метода ИПН для исследования атмосферной турбулентности

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения характеристик нейтральной атмосферы подробно изложены в монографии [1] и многочисленных публикациях авторов доклада [2–5]). Диагностика нижней ионосферы включает создание ИПН мощным радиоизлучением, их локацию путем импульсного зондирования радиоволной той же частоты и поляризации на стадии разрушения (релаксации) ИПН после окончания воздействия на ионосферу, прием сигналов, рассеянных неоднородностями, специализированной установкой, измерение амплитуды и фазы рассеянного сигнала. Рассеянный сигнал регистрируется с шагом по высоте 1,4 км и временным разрешением 15 с. С целью исключения быстрых флуктуаций параметров в дальнейшем производится усреднение рассчитываемых величин за интервал времени несколько минут. По уменьшению амплитуды сигнала в e раз определяется время релаксации ИПН. На высотах нижней термосферы релаксация неоднородностей обусловлена амбиполярной диффузией, и время релаксации ИПН определяется выражением

$$\tau = \frac{1}{K^2 D} = \frac{M_i \nu_{im}}{\kappa(T_{e0} + T_{i0})K^2} = \frac{M_i \nu_{im}}{2\kappa T K^2},$$

где κ – постоянная Больцмана, $K=4\pi/\lambda$ – волновое число стоячей волны, $\lambda=\lambda_0/n$ – длина волны в среде, D – коэффициент амбиполярной диффузии, M_i – молекулярная масса ионов, T_{e0} и T_{i0} – фоновые (невозмущенные) значения температуры электронов и ионов, T –температура нейтралов (равенство $T_{e0}=T_{i0}=T$ выполняется до высот 130–150 км), ν_{im} – частота столкновений ионов с молекулами. Приведенное выражение для τ лежит в основе определения многих параметров нижней ионосферы [1–5].

На рис. 1 показана характерная высотная зависимость времени релаксация рассеянного сигнала τ (в логарифмическом масштабе). Красными и синими точками показаны экспериментальные значения времени релаксации выше и ниже уровня турбопаузы (обозначена h_t). Линейный участок высотного профиля времени релаксации τ(h) соответствует действию амбиполярной диффузии. Красной пунктирной линией показана экстраполяция диффузионной зависимости τ(h) на высоты в турбулентной области. Функция разности обратных величин времени релаксации, определенного по этой прямой τ_d и измеренного времени релаксации в турбулентной области τ, определяет скорость турбулентных движений в виде $V_t = (\tau^{-1} - \tau_d{}^{-1})/\sqrt{2}K$ [1].

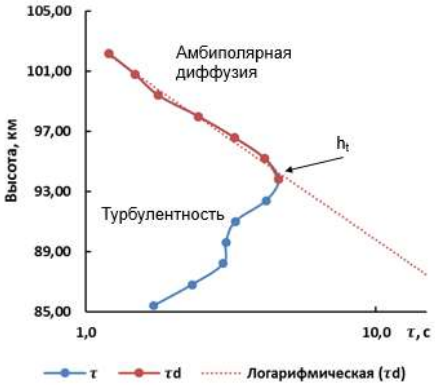


Рис. 1

В данном примере на высоте около 95 км начинает проявляться атмосферная турбулентность, и релаксация ИПН происходит под действием не только амбиполярной, но и турбулентной диффузии. Турбулентность приводит к рассинхронизации рассеяния от отдельных неоднородностей в периодической структуре, в результате чего ИПН исчезают быстрее, а время релаксации уменьшается по сравнению с диффузионным временем [1]. Высота h_t, на которой это происходит, является высотой турбопаузы.

Высотно-временные вариации турбулентной скорости

Описанным выше способом были определены значения турбулентной скорости, в основном, в осенние месяцы 2016–2019 гг. в дневные и предвечерние часы. Как правило, геомагнитные условия в периоды проведения измерений были спокойными. На рис. 2 и рис. 3 представлены графики зависимости турбулентной скорости от высоты для 28.09.2017 и 11.09.2019 соответственно. Точками разного цвета показаны значения скорости, усредненной за пятиминутный интервал времени в разные сеансы измерений в каждый из указанных дней. Видно, что вблизи уровня турбопаузы скорость близка к нулю, возрастая с уменьшением высоты. В целом турбулентная скорость изменялась в пределах от 0 м/с до 4–5 м/с, в некоторых сеансах возрастая до 6–7 м/с. В отдельные дни наблюдений (см. рис. 2) максимальное значение скорости составило

2 м/с на высоте 85 км. В другие дни (см. рис. 3) скорость возрастала до 4 м/с ниже 85 км, а на высоте 95 км – до 6 м/с. На этой высоте в двух сеансах на некоторое время появился спорадический слой E_s. Пока неясно его влияние на турбулентную скорость, но релаксация в присутствии слоя E_s происходит медленнее, чем обычно (время релаксации в спорадическом слое возрастает из-за наличия в нем более тяжелых ионов металлов).

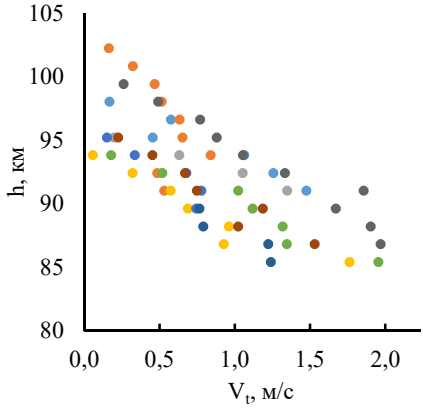


Рис. 2

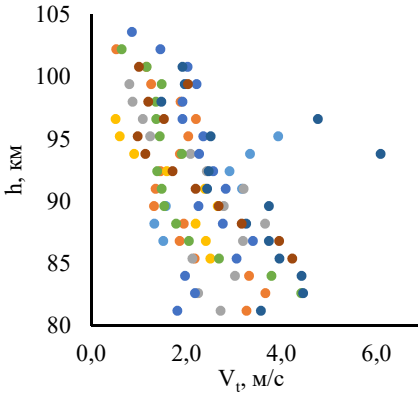


Рис.3

Из данных, приведенных на рис. 2 и рис. 3 следует, что уровень турбопаузы изменялся от 94 км до 103 км 28.09.2017 и от 96 км до 104 км 11.09.2019. В целом интервал высот 90–105 км характерен для уровня турбопаузы [3–5]. Отметим также, что по всем наблюдениям наиболее часто минимальный регистрируемый уровень турбопаузы находился на высоте h_t=90–91 км, а максимальный уровень – на высоте h_t=104–106 км [4–5].

В работах [3, 4] приведены результаты измерений скорости регулярного вертикального движения плазмы, равной на мезосферных высотах, где ионосферная плазма является пассивной примесью и движется вместе с нейтральным газом, скорости нейтральной компоненты. Скорость регулярного вертикального движения плазмы, определяется непосредственно по измеренной фазе рассеянного сигнала. Оказалось, что турбулентная скорость сравнима по величине с регулярной вертикальной скоростью среды, однако они легко различимы по измеряемой фазе рассеянного сигнала: регулярной в случае регулярного движения среды и «хаотичной» в турбулентных процессах. Это в очередной раз доказывает, что область высот мезосферы и нижней термосферы является областью интенсивной динамики.

На рис. 4 приведен график временных вариаций турбулентной скорости 27.09.2016 для трех мезосферных высот: 86,8 км (зеленые кружки), 88,2 км (красные) и 89,6 км (синие). Хорошо виден квазипериодический характер изменений скорости с общим уменьшением ее значений со временем в среднем в четыре раза. В другие дни, например, 28.09.2018 (здесь не приводится) на волнообразные вариации турбулентной скорости с характерными периодами от 10 до 50 минут наложены крупномасштабные

колебания с периодом 4 часа. В целом по всем данным можно заключить, что изменение скорости турбулентного движения во времени имеет волнообразный характер с периодами от 10 минут до нескольких часов, характерными для внутренних гравитационных волн (ВГВ). Такого же сорта изменения получены ранее для уровня турбопаузы [4, 5].

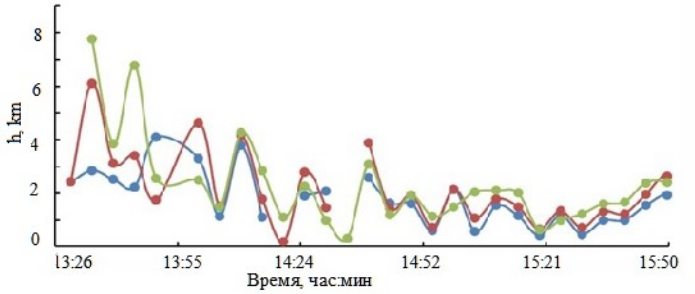


Рис. 4

Заключение

Обработан большой массив экспериментальных данных по диагностике нижней ионосферы методом ИПН. В данной работе акцент был сделан на изучении турбулентных явлений, в том числе, определении скорости турбулентного движения на мезосферно-термосферных высотах. Получены сравнительно большие значения скорости, достигавшие нескольких метров в секунду, сопоставимые с величиной скорости регулярного вертикального движения среды. Показано, что в высотно-временных вариациях турбулентной скорости постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов, характерных для ВГВ. Вновь подтверждено, что мезосфера и нижняя термосфера являются областью взаимосвязи развитой атмосферной турбулентности и атмосферных волн.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-05-00293 (проведение экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 г.г.) и Российского научного фонда, проект № 20-17-00050 (анализ результатов по атмосферной турбулентности).

[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] Bakhmet'eva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V. et al. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2018. Vol. 12, № 3. P. 510.
[3] Tolmacheva A.V., Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Egerev M.N. // Advances in Space Research. 2019. Vol. 64, № 10. P. 1968.
[4] Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Григорьев Г.И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60, № 1. С. 99.
[5] Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Zhemyakov I. N. // Atmosphere. 2019. 10(8). P. 450. https://doi.org/10.3390/atmos10080450.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ, РАССЕЯННОЙ НА СЛОЕ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ АМПЛИТУДОЙ ФЛУКТУАЦИЙ

Г.И Григорьев[1)], Т.М. Заборонкова[2)], Л.П. Коган[3)]

[1)] НИРФИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
[3)]Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Постановка задачи

В данной работе рассматривается рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $\boldsymbol{E_0}(x) = \boldsymbol{n}\, E_0 \exp(i\omega t - ikx)$ на одномерном случайно-неоднородном слое протяженности L, диэлектрическая проницаемость внутри которого задается в виде $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}(1 + \sum_{m=1}^{N} A_m[\mathrm{H}(x - x_m) - \mathrm{H}(x - x_m - S_m)])$ (вне слоя $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}$); $\mathrm{Re}\,\varepsilon(x) > 0$ и $\mathrm{Im}\,\varepsilon(x) = 0$. Здесь $\boldsymbol{n}$ – единичный вектор нормали, перпендикулярный к оси X, E_0 – амплитуда падающей волны, $k = k_0\sqrt{\varepsilon^{(0)}}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число в вакууме, $\varepsilon^{(0)}$ – относительная диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии возмущений, $H(z)$ – единичная функция Хевисайда, N – количество неоднородностей в отдельной реализации, x_m – координата начала m-й неоднородности, S_m и $|A_m|$ – соответственно ее ширина и амплитуда (рис. 1). Полагаем, что амплитуда возмущений может быть соизмерима с единицей. Заметим, что в [1] рассматривалась аналогичная задача при условии малости амплитуды флуктуаций.

Вычисление средней интенсивности волны

Полагаем, что ширина неоднородности удовлетворяет нормальному распределению вида $\rho_S(v) = C_S \exp\,[-\,(v - \bar{S})^2/2\sigma_S^2\,]$ со средним значением $\langle S_m \rangle = \bar{S}$ и стандартом флуктуаций σ_S; значение C_S определяется из условия нормировки при условии, что S_m принимает только положительные значения. Для коэффициентов A_m среднее значение и стандарт флуктуаций будем обозначать как A и σ_A, соответственно. Далее считаем, что выполняются условия $\{\bar{S}, \sigma_S\} \ll L$, $k^2\sigma_S^2 \gg 1$, $|A| + \sigma_A \lesssim 1$.

При указанных условиях при усреднении можно пренебречь осциллирующей составляющей интенсивности рассеянного поля. Это позволяет далее рассматривать интенсивность в виде $I(x) = u(x) + v(x)$, где $u(x)$ и $v(x)$ – интенсивности прямой (распространяющейся вдоль оси x) и обратной волны соответственно.

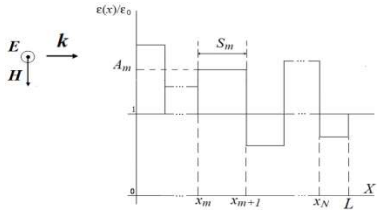


Рис. 1

На рис. 2 изображены направления распространения волн в окрестностях границ -й неоднородности, обладающей коэффициентами пропускания (по энергии) T_m и отражения R_m. Будем полагать, что на границах неоднородности имеют место следующие соотношения:

$$u(x_m + S_m + 0) = T_m u(x_m - 0) + R_m v(x_m + S_m + 0),$$
$$v(x_m - 0) = R_m u(x_m - 0) + T_m v(x_m + S_m + 0).$$

При граничном условии $v(x_N + S_N + 0) = 0$ эти соотношения могут быть преобразованы к виду:

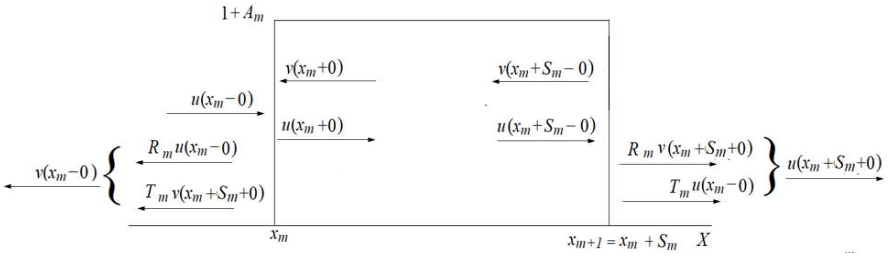


Рис. 2

$$u(x_N + S_N + 0) = \left(T_N - \frac{R_N^2}{T_N}\right) u(x_N - 0) + \frac{R_N}{T_N} v(x_N - 0), \tag{1}$$

$$0 = -\frac{R_N}{T_N} u(x_N - 0) + \frac{1}{T_N} v(x_N - 0). \tag{2}$$

В результате несложных алгебраических преобразований от системы уравнений (1) и (2) перейдем к системе уравнений, которую запишем в тензорном виде с диагонализованной матрицей - множителем

$$\begin{bmatrix} u(x_N + S_N + 0) \\ \alpha_N u(x_N + S_N + 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_N & 0 \\ 0 & (T_N)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(x_N - 0) \\ v(x_N - 0) \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Уравнения (3) позволяют установить связь между интенсивностями прямой и обратной волн в точках $x_N + S_N + 0$ и $x_N - 0$. Последовательно повторяя аналогичные преобразования, приходим к следующему соотношению для точек $x_N + S_N + 0$ и $x_{N-M} - 0$ (где $M = 0, 1, 2, \ldots N - 1$):

$$\begin{bmatrix} \Lambda_{N,N-M} u(x_N + S_N + 0) \\ \Phi_{N,N-M} u(x_N + S_N + 0) \end{bmatrix} = \\ = \begin{bmatrix} T_N T_{N-1} \ldots T_{N-M} & 0 \\ 0 & (T_N T_{N-1} \ldots T_{N-M})^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(x_{N-M} - 0) \\ v(x_{N-M} - 0) \end{bmatrix}. \tag{4}$$

В (4) коэффициенты $\Lambda_{N,N-M}$ и $\Phi_{N,N-M}$ при $M = 1, 2, \ldots N - 1$ удовлетворяют системе рекуррентных соотношений

$$\Lambda_{N,N-M} = \Lambda_{N,N-(M-1)} + \delta_{N-M} \Phi_{N,N-(M-1)}, \tag{5}$$
$$\Phi_{N,N-M} = \Phi_{N,N-(M-1)} + \alpha_{N-M} \Lambda_{N,N-M}.$$

Здесь $\delta_m = -R_m \prod_{n=m+1}^{N} T_n^2$, $m = 1, 2, \dots, N-1, \delta_N = -R_N$; $\alpha_m = R_m \prod_{n=m}^{N} T_n^{-2}$, $m = 1, 2, \dots, N$. При $M = 0$ значения $\Lambda_{N,N} = 1$ и $\Phi_{N,N} = \alpha_N$.

Будем искать решение системы уравнений (5) в виде

$$\Lambda_{N,N-M} = 1 + \sum_{n=N-M}^{N-1} \delta_n \sum_{j=n}^{N-1} \alpha_{j+1} L_{M,n,j+1},$$

$$\Phi_{N,N-M} = \sum_{j=N-M}^{N} \alpha_j \mu_j F_{M,j}, \tag{6}$$

где $\mu_n = 1 + \sum_{m=n}^{N-1} \delta_m \sum_{k=m+1}^{N} \alpha_k$, $1 \le n < N$; $\mu_N = 1$.

Тогда с помощью метода математической индукции удается доказать, что при условии

$$\frac{N^2}{3}\left(\frac{A^2 + \sigma_A^2}{8}\right)^2 \ll 1 \tag{7}$$

коэффициенты $L_{M,n,j+1}$ и $F_{M,j}$ в (6) можем приближенно полагать равными единице.

В итоге согласно (4) получаем следующее выражение для случайной интенсивности поля исходной волны внутри отдельной реализации случайного слоя:

$$\mathcal{I}(x_m + S_m + 0) = \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 \left[\Lambda_{N,m+1} + \Phi_{N,m+1}\left(T_{N+1} T_N \dots T_{m+1}\right)^2\right]}{\Lambda_{m,1} - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1}\left(T_{N+1} T_N \dots T_1\right)^2}. \tag{8}$$

Заметим, что первое слагаемое в квадратных скобках числителя выражения (8) отвечает учету вклада от прямой, а второе – от обратной волны. Решение (6) системы уравнений (5) является приближенным, поэтому в (8) должны выполняться условия

$\Lambda_{m,1} \sim 1$,

$\Lambda_{m,1} \gg \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1}\left(T_{N+1} T_N \dots T_1\right)^2$.

На рис. 3а и 3б приведена зависимость (от координаты x внутри слоя) средней интенсивности поля $I(x) = \langle \mathcal{I}(x_m + S_m + 0) \rangle$ при усреднении по 30 реализациям. Красная кривая на рис. 3 соответствует количеству неоднородностей в реализации $N = 60$; случайная величина A_m нормально распределена с параметрами $A = 0.25$, $\sigma_A = 0.15$; значение $\bar{S} = 3\lambda$; $\sigma_S = 0.5\lambda$ (рис. 3а) и $\sigma_S = 0.01\lambda$ (рис. 3б). По оси абсцисс здесь и далее координата точки внутри слоя откладывается в единицах длины падающей волны. Зеленая (близкая к прямой) кривая соответствует расчету для средней интенсивности поля (при тех же значениях параметров) другим методом, подробно изложенным в работе [1]. Совпадение красных и зеленых кривых (практически с графической точностью) является косвенным подтверждением правильности предложенной методики вычисления интенсивности.

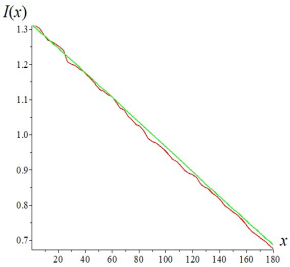


Рис. 3а

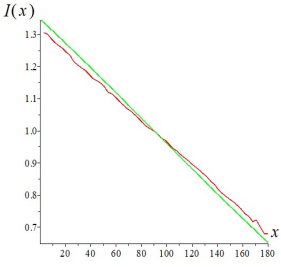


Рис. 3б

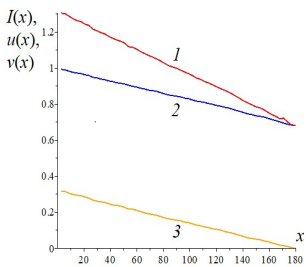


Рис. 4

На рис. 4 при тех же параметрах, что и на рис. 3а, приведены зависимости средней интенсивности $I(x)$ (кривая *1*), а также интенсивностей $u(x)$ и $v(x)$ для прямой (кривая *2*) и соответственно обратной (кривая *3*) волн. Как видно из данного рисунка, обе зависимости $u(x)$ и $v(x)$ линейно и с почти одинаковой скоростью убывают как функции от координаты x. При этом интенсивность обратной волны $u(x)$ по величине всегда является значительно меньше по сравнению с $v(x)$.

Выводы

В работе предложена методика вычисления средней интенсивности поля плоской волны, рассеянной на слое со случайно-неоднородными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости среды, амплитуда которых соизмерима с фоновым значением. Показано, что полная усредненная интенсивность волны может быть представлена в виде суммы средних интенсивностей прямой и обратной волн, которые могут быть вычислены по отдельности. Приведены условия, при которых возможно пренебрежение осциллирующей составляющей интенсивности поля. Проведено сопоставление полученных соотношений с результатами ранее известных методик вычисления средней интенсивности. Исследованы свойства интенсивностей прямой и обратной волн в случайном слое, амплитуда возмущений диэлектрической проницаемости которого сопоставима с фоновым значением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-05-00293).

[1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника 2017. Т. 62, № 10. С. 945.

[2] Антонец И.В., Щеглов В.И. Распространение волн через многослойные структуры. Часть вторая. – Сыктывкар: Издательство Сыктывкарского госуниверситета, 2012. С. 25.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ВНЕШНИМИ ИСТОЧНИКАМИ В АТМОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРЕМЕННОГО ВО ВРЕМЕНИ ВЕТРА

Г.И. Григорьев [1], В.Г.Лапин [2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ННГАСУ

Введение

Среди возможных источников ВГВ в атмосфере Земли рассматривался нагрев среды мощными радиоволнами [1]. Режим работы нагревных передатчиков следует выбирать таким, чтобы спектр излучаемых ими сигналов содержал низкие частоты $\omega<\omega_g$ (ω_g частота Бранта-Вяисяля). Нагрев электронов в ионосфере под действием мощного радиоизлучения, изменение электропроводности ионосферного газа и генерация ВГВ из-за действия пондеромоторной силы Ампера рассмотрены в работе [1]. Численные оценки параметров ВГВ, возникающих при специальном режиме работы стенда Сура, свидетельствуют об эффективности указанного механизма. Опубликованы также результаты экспериментов по регистрации ВГВ и связанных с ними перемещающихся ионосферных возмущений при работе мощных нагревных стендов [2, 3].

Постановка задачи

В связи с тем, что мощности наземных радиопередатчиков ограничены, возникает естественный вопрос о возможности усиления эффективности отмеченных механизмов возбуждения ВГВ какими либо резонансными явлениями. Здесь уместно отметить следующее. Многочисленными расчетами и экспериментально показано, что в модели изотермической атмосферы под действием гармонических источников есть резонансные направления в пространстве, в которых амплитуды излучаемых ВГВ сильно увеличены (см. напр. картинку под названием Андреевский крест в [4]). Кроме того, в физике известно явление параметрического резонанса, при котором изменение некоторых свойств рассматриваемого объекта может приводить к нарастанию амплитуды его колебаний и даже его неустойчивости [5].

В работе [6] проанализирована задача о распространении ВГВ в изотермической атмосфере при наличии в ней кроме постоянной составляющей переменного горизонтального ветра $V = V_1 + V_2 \sin(\Omega t)$. В этих условиях зависимость от времени вертикальной компоненты смещения $\zeta \sim exp(ik_x x - ik_z z + k_0 z)$ описывается уравнением Матье:

$$\ddot{\zeta} + [a + \varepsilon cos(2\tau)]\zeta = 0. \qquad (1)$$

Уравнение (1) записано в декартовой системе координат $\{x,y,z\}$, волновой вектор имеет составляющие по осям $\{k_x, 0, k_z\}$, величина $k_0 = 1/2H$. Введено безразмерное время $\tau \equiv \frac{1}{2}\Omega t$, точка сверху означает дифференцирование по времени τ, приняты также обозначения: $F = \omega_g/\Omega$, $a = \frac{4F^2K_x^2}{K_x^2+K_z^2+1/4}$, $\varepsilon = \frac{\alpha(K_x - i/2)}{K_x^2+K_z^2+1/4}$, $K_x = k_x H$, $K_z = k_z H$, $\alpha = k_x V_2/\Omega$, H высота однородной атмосферы. Уравнение Матье является одним из уравнений, описывающих параметрическое возбуждение системы. Таким образом,

распространение ВГВ в движущейся среде, скорость которой имеет переменную во времени составляющую, может сопровождаться ростом амплитуды и даже неустойчивостью. Нас будет интересовать решение уравнения (1) с правой частью, т.е. при наличии заданного источника. Для простоты возьмём внешний источник в виде:

$$\mathrm{P}(\tau) = \mathrm{A}\cos(\chi\tau + \varphi), \quad 0 < \tau < \tau_1. \tag{2}$$

Здесь учтен сдвиг фаз φ между двумя периодическими воздействиями (переменной составляющей ветра и внешней силой), от которого должно зависеть решение, введено конечное время работы источника τ_1, а параметр χ равен отношению частот источника ω и ветра Ω: $\chi = \omega/\Omega$. Далее будем анализировать вынужденное решение (1),(2), соответствующее начальным условиям:

$$\zeta(0) = \dot{\zeta}(\tau)|_{\tau=0} = 0. \tag{3}$$

Решение уравнения (1) с правой частью можно (например, методом вариации постоянных) выразить через два линейно независимых решения однородного уравнения $\zeta_{1,2}$:

$$\zeta(\tau) = \int_0^{\tau_*} P(\xi)[\zeta_1(\xi)\zeta_2(\tau) - \zeta_2(\xi)\zeta_1(\tau)]W^{-1}(\xi)\,d\xi, \tag{4}$$

где $W(\xi) = \zeta_1(\xi)\dot{\zeta}_2(\xi) - \zeta_2(\xi)\dot{\zeta}_1(\xi)$ определитель Вронского, а $\tau_* = \min(\tau, \tau_1)$. Далее мы рассматриваем в качестве $\zeta_{1,2}$ функции Матье для численного анализа (4), а также приближённые решения, которые можно получить асимптотическими методами [7] в случае ε<<1 . Эти решения помогают ориентироваться в зависимости решения от параметров. Параметрическая неустойчивость проявляется сильнее всего в условиях резонанса, то есть когда постоянная a удовлетворяет условиям, $a = n^2$, где n –целое число (номер резонанса). С ростом n инкремент неустойчивости и ширина области неустойчивости по частоте быстро уменьшаются, поэтому мы рассмотрим область первого, наиболее сильного резонанса:

$$a = 1 + \varepsilon\delta_a, \tag{5}$$

где δ_a параметр отстройки от резонанса. В этих условиях, используя выражения для $\zeta_{1,2}$ из [8], получим согласно (4):

$$\begin{aligned}\zeta(\tau,\tau_*) = {} & \frac{-A}{2\sin(2\sigma)\sqrt{\delta\chi^2+\gamma^2}} \times \\ & +\{\sin(\tau-\sigma)e^{\gamma\tau}[\sin(\varphi-\sigma+\psi) - \sin(\delta\chi\tau_* + \varphi - \sigma + \psi)\,e^{-\gamma\tau_*}] + \\ & +\sin(\tau+\sigma)\,e^{-\gamma\tau}[\sin(\varphi+\sigma+\psi) + \sin(\delta\chi\tau_* - \varphi - \sigma - \psi)\,e^{\gamma\tau_*}]\},\end{aligned} \tag{6}$$

где для краткости введены обозначения: $\gamma = \varepsilon/2\sqrt{2^{-2} - \delta_a^2}$ инкремент неустойчивости, $\delta\chi = \omega/\Omega - 1$ относительная расстройка частот источника и ветра, σ связана с δ_a соотношением $\cos 2\sigma = 2\delta_a$, а также ψ: $\tan\psi = -\delta\chi/\gamma$. Здесь τ_* надо заменить на τ, если τ<τ_1 и на τ_1 в противоположном случае (τ_1 время активности возмущения).

Анализ решения и выводы

Смещение $\zeta(\tau, \tau_*)$согласно (6) экспоненциально растёт, если расстройка δ_a меньше ширины резонансной зоны ($|\delta_a|<1/2$). Это главное изменение, возникающее под действием нестационарного ветра. Правда для эффективного увеличения генерации ВГВ должны выполняться указанные выше резонансные условия. Кроме того, для усиления необходимо согласование фазы φ внешнего источника с фазой колебаний скорости среды. Коэффициент при растущей экспоненте будет максимальным, если $\varphi = \sigma - \psi + \pi/2$, а если изменить это значение на π/2, то этот коэффициент обратится в 0 и неустойчивость исчезнет. Это понятно из аналогии: помочь человеку, раскачивающемуся на качелях можно, если прикладывать внешнюю силу в такт колебаниям качелей, иначе амплитуда колебаний может уменьшаться.

Проанализируем влияние длительности активности τ_I внешнего источника на решение. Этот параметр появляется в выражении (6) только после выключения источника (при $\tau>\tau_1$, $\tau_*= \tau_1$). При точном резонансе ($\delta_a = \delta\chi = \psi = 0, \sigma = \pi/4$) первая квадратная скобка в (6) приобретает при $\tau>\tau_I$ вид: $\sin(\varphi - \pi/4)\,[1 - \exp(-\gamma\tau_1)]$, а вторая квадратная скобка равна: $\sin(\varphi + \pi/4)\,[1 - \exp(\gamma\tau_1)]$. Оба этих выражения возрастают с ростом параметра τ_I, причём при кратковременном действии ($\gamma\tau_I<<1$) источника оба выражения, а значит и амплитуда решения, пропорциональны времени активности источника ($\sim \gamma\tau_1$), а в другом случае $(\gamma\tau_1 \geq 1)$, когда неустойчивость успевает развиться за время действия возмущения, играет большее значение первая квадратная скобка, соответствующая растущему во времени члену, а с ростом времени активности источника амплитуда стремиться к постоянному значению.

Далее проиллюстрируем основные свойства решения графически. Графики основаны на приближённом решении (6) для малых ε, а также на численном интегрировании (4) с функциями Матье в качестве $\zeta_{1,2}$, в случае ε сравнимых с единицей. На всех графиках изображена функция ζ(τ), также общими являются параметры $\delta_a = \delta\chi = \psi = 0$ (условия точного резонанса), *A=1,* а фаза φ=3π/4, то есть оптимальна для роста волн. На рис. 1 сравниваем решения с колебаниями ветра (ε=0,1 жирная кривая) и без них ε=0. Видно, что наличие ветра увеличивает амплитуду волны. На рис. 2 приведены три кривые, соответствующие разному времени активности источника. Кривая с толстой линией соответствует непрерывно работающему передатчику, сплошная кривая τ_1=4π, пунктир τ_1=π. Видим, что после выключения очередного передатчика кривые разделяются, и в конце амплитуда колебаний пунктирной кривой примерно в 4 раза меньше амплитуды тонкой, т.е. амплитуда пропорциональна τ_1.

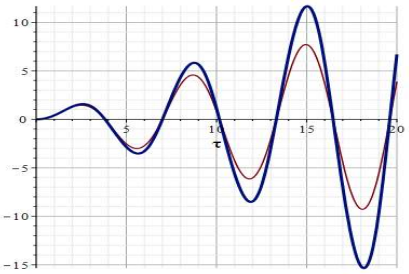


Рис. 1

- Все кривые на рис. 2 описывают решение при ε=0,1. Сравнение двух решений, отличающихся величиной ε, представлено на рис. 3. Здесь толстая кривая соответствует ε=1, а тонкая кривая изображает решение при ε=0,5. Остальные параметры, такие же, как на прежних соответствуют точному резонансу и оптимальному для развития неустойчивости, значению фазы φ=3π/4. Эти графики получены численным интегрированием (4) с функциями Матье в качестве $\zeta_{1,2}$. Видим, что амплитуда генерированной ВГВ возрастает многократно и с развитием процесса отношение амплитуд растёт, что указывает на увеличение инкремента неустойчивости с ростом ε.

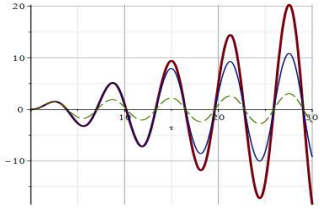


Рис. 2

- Выше приведены решения в условиях точного резонанса и при оптимальном соотношении фаз между колебаниями ветра и возмущающего передатчика. При наличии расстройки ($\delta_a \neq 0, \delta\chi \neq 0$) эффективность генерация ВГВ снижается, а изменение фазы φ на π/2 относительно оптимальной приводит к тому, что параметрическая раскачка и внешний источник могут не усиливать, а ослаблять действия друг друга.

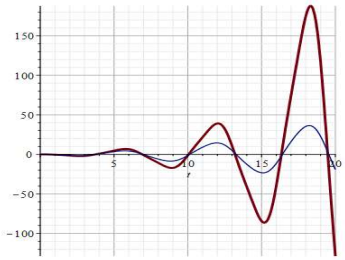


Рис. 3

- Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020гг». Уникальный идентификатор проекта RFMEF 162020X0003, № согл. 075-15-2020-529.

-

[1] Григорьев Г.И., Трахтенгерц В.Ю. // Геомагнетизм и аэрономия. 1999. Т. 39, №6. С. 90.
[2] Черногор.Л.Ф., Фролов В.Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, №4. С. 219; №5. С. 307.
[3] Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13 мая 2019г. / Ред. А.В. Якимов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 133.
[4] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977, 622 с.
[5] Mc Ewan A.D., Robinson R.M. // J.Fluid Mech. 1975. Vol. 67. Pt. 4. P. 667.
[6] Григорьев Г.И., Савина О.Н. // Изв. АН РАН, ФАО. 2004. Т. 40, №1. С. 41.
[7] Лапин В.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 9. С. 1144.
[8] Найфэ А. Методы возмущений. – М.: Мир, 1976. 435 с.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ – ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ СИГНАЛОВ РАДАРА НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЯНИЯ И ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В 2018 Г. НА СТЕНДЕ АРЕСИБО.

В.Р. Хашев[1)], А.В. Шиндин[1)], Е.Н. Сергеев[1)], С.М. Грач[1)], E. Nossa[2)], M.P. Sulzer[3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] Naval Research Laboratory, Wash., DC, USA

[3)] National Astronomy and Ionosphere Center, Arecibo, USA.

Представлены результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности на низкоширотном нагревном стенде в обсерватории Аресибо (Пуэрто-Рико, США) 7-8 ноября 2018 года с использованием метода некогерентного рассеяния радиоволн (НР) и одновременных измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Воздействие на ионосферу осуществлялось мощной радиоволной О-поляризации с эффективной мощностью излучения $P_Э \approx 100$ МВт вертикально вверх на частоте волны накачки (ВН) $f_{ВН} = 5095$ кГц при различных режимах излучения: 1) Короткие импульсы с большой скважностью ($\tau_и$ = 5-100 мс, $T_и$ = 2-20 с, режим "холодного старта") для исследования процессов формирования ленгмюровской турбулентности; 2) Квазинепрерывный нагрев ($\tau_и$ = 165 мс, $T_и$ = 200 мс) с длительностью посылок 1-150 с и одновременным зондированием диагностическими импульсами ($\tau_и$ = 0.2-10 мс, $T_и$ = 0.2-1 с) для исследования процессов перехода от ленгмюровской к верхнегибридной турбулентности плазмы. Радар некогерентного рассеяния излучал импульсы длительностью 440 мкс, модулированные псевдослучайной последовательностью, с периодом следования 10 мс на частоте $f_Р = 430$ МГц, в соответствии со схемой, предлагаемой в [2]. Задержки этих импульсов относительно включения волны накачки (ВН) варьировались от 2,2 мс до 7,8 мс, что позволило исследовать эволюцию рассеянного на плазменной турбулентности сигнала на разных стадиях ее развития.

Для режимов излучения коротких импульсов ВН (5-100 мс) построены спектры рассеянного сигнала относительно центральных частот $f_± = f_Р ± f_{ВН}$ для сдвинутых вниз (–) и вверх (+) по отношению к $f_Р$ плазменных линий. При этом отстройка $\Delta f_±$ частоты f рассеянного сигнала от центральной частоты $\Delta f_± = f - f_±$ соответствует отстройке частоты плазменной волны $f_{ПЛ}$ от $f_{ВН}$. Пример эволюции спектров плазменной линии для разных высот и времени воздействия приведен на рис. 1 для импульсов ВН длительностью $\tau_и$ =100 мс с периодом повторения $T_и$=20 с. Показаны спектры «нижней» плазменной линии на стадии развития ленгмюровской турбулентности для различных моментов времени воздействия с шагом в 20 мс на фиксированной высоте h = 198.5 км (левая панель (a)) и высотное распределение с шагом 450 м спектральной интенсивности к концу импульса воздействия t = 98,2 мс (правая панель (b)). Проведено усреднение по 50-55 импульсам ВН. Использован дополнительный сдвиг каждого из спектров на 5 дБ.

В результате обнаружено, что максимальная интенсивность в спектре плазменных волн наблюдается на нулевых отстройках $\Delta f_{ПЛ} = f_{ПЛ} - f_{ВН}$ уже ко 2-6-й мс воздействия, а сами спектры имеют форму типа «continuum» в области отрицательных отстроек $\Delta f_{ПЛ} < 0$ на высотах вблизи уровня отражения ВН. С увеличением длительно-

сти нагрева до 12-20 мс на более низких высотах начинают наблюдаться спектры распадного типа с выраженными максимумами интенсивности (сателлитами) на отстройках от -2,5 кГц до -12 кГц. С увеличением длительности импульсов ВН интервал высот, занимаемый областью генерации ленгмюровских плазменных волн возрастает от 1 км для 5-10 мс воздействия до 2,5 км к 100-й мс воздействия. С увеличением длительности нагрева до секунд и минут область плазменной турбулентности расширяется вниз от уровня отражения ВН вплоть до высот верхнегибридного резонанса и ниже. Релаксация разных спектральных компонент происходит с разными скоростями, замедляясь с увеличением $\Delta f_{\text{пл}}$. В результате на стадии релаксации может наблюдаться уплощение и даже инверсия спектра плазменных волн.

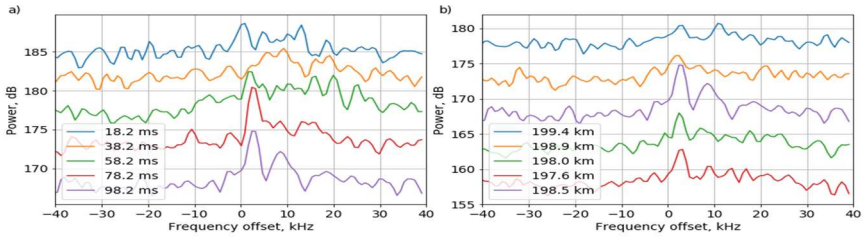


Рис. 1

Высотно-временная динамика развития для нижней плазменной линии при длительном квазинепрерывном нагреве представлена на рис. 2.

а) б)

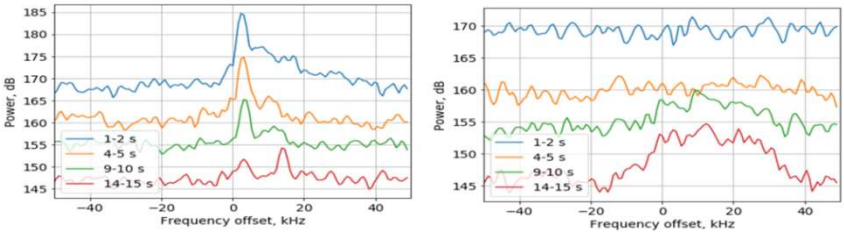


Рис. 2

В эксперименте наблюдалось две области плазменной турбулентности с максимальной интенсивностью плазменной линии на высотах h = 214 км и h = 210,8 км. Динамика развития спектров на первых 15-ти секундах квазинепрерывного нагрева для различных моментов времени воздействия (временной сдвиг ~ 5 с) на h = 214 км представлена на панели а), на h = 210,8 км – на панели б). Проведено усреднение по 50-55 импульсам ВН. Использован дополнительный сдвиг каждого из спектров на 5

дБ. Данные 8.11.2018, 17:46:00-17:46:15 LT. В верхней части области турбулентности вблизи уровня отражения ВН наблюдались спектры распадного типа с максимальной интенсивностью на 1-й-2-й секундах нагрева, интенсивность сигнала уменьшалась к 14-15 сек. воздействия. Напротив, в нижней части области турбулентности (в области высот верхнегибридного резонанса и ниже) наблюдалось усиление плазменной линии к 14-15 сек. нагрева, ее спектры при этом приобретали вид широкополосных максимумов в полосе (- 40…+20) кГц с пиковой интенсивностью на отстройке $\Delta f_{ПЛ} \approx -10$ кГц.

При анализе данных зондирования плазменной турбулентности с помощью радара некогерентного рассеяния проводилось их сопоставление с результатами измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [1, 3]. Примеры спектров ИРИ на начальной стадии воздействия и при длинном нагреве приведены на рис. 3.

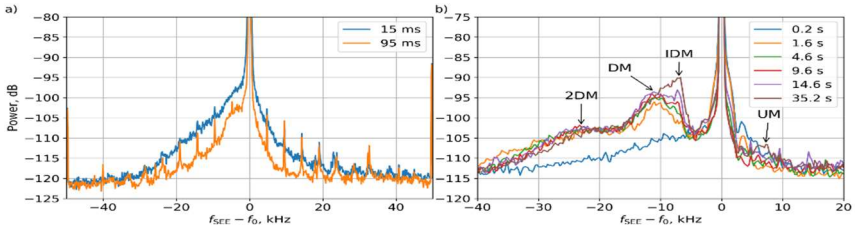


Рис. 3

На панели а) приведены примеры спектров узкополосной компоненты ИРИ на 15-й и 95-й миллисекундах воздействия, усреднено 55 импульсов, частотное разрешение 100 Гц, на панели б) – пример динамики спектров ИРИ для квазинепрерывного режима излучения. На панели б) хорошо видно последовательное развитие «верхнегибридных» компонент ИРИ: Downshifted Maximum (DM, Δf = -11 кГц), 2-й DM, Intermediate Downshifted Maximum (IDM, через 10-20 с, Δf = -8 кГц) и Upshifted Maximum (UM, Δf = +8 кГц), эксперимент проведён 08.11.2018.

Одновременные измерения плазменной линии и ИРИ демонстрируют подобие основных характеристик спектров плазменной линии и ИРИ (ширина до 30-40 кГц и форма спектров типа «континуум») на стадии развития ленгмюровской турбулентности в первые 100 мс воздействия. При более длинном квазинепрерывном нагреве формирование в спектре ИРИ основной его верхнегибридной компоненты, такой, как главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) на отстройках $\Delta f_{DM} = f_{DM} - f_{ВН} \approx$ -(8-11) кГц коррелирует с наблюдаемыми характеристиками развития широкополосного максимума плазменной линии в нижней части области плазменной турбулентности.

В результате проведённых экспериментов при одновременных измерениях плазменной линии, индуцированной накачкой, и ИРИ было установлено следующее:

1) С увеличением времени излучения накачки от миллисекунд до сотен миллисекунд наблюдается переход от спектров плазменной линии типа «континуум» к

распадным спектрам, в то время как для ИРИ тип спектра «континуум» сохраняется, а интенсивность ИРИ уменьшается.

2) С 1–2-й по 10-ю секунды воздействия спектры типа «континуум», генерируемые вблизи точки отражения ВН, ослабевают и даже исчезают к 15-й секунде. В то же время развивается максимум широкополосной плазменной линии на более низких (~3 км) высотах и структурированные спектры ИРИ с хорошо выраженными «верхнегибридными компонентами». Это указывает, по всей видимости, на то, что область генерации ленгмюровской турбулентности вблизи точки отражения ВН экранируется верхнегибридной турбулентностью.
3) Процессы релаксации плазменных волн и ИРИ после выключения ВН сопровождается сопровождаются уплощением их спектров и, как правило, протекают с декрементами затухания γ, превышающими столкновительное затухание на электронах ν_e, $\gamma > \nu_e$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00343, 20-32-70198, гранта РНФ 20-12-00197, гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

[1] Шиндин А.В., и др. // Российская открытая конференция по распространению радиоволн 2019 г. (РРВ). С. 261.
[2] Sulzer M.P. // Radio Sci. 1986. Vol. 21, №. 6. P. 1033.
[3] Djuth F.T., et al. // Geophys. Res. Lett. 1990. Vol. 17, №. 10. P. 1893.

О СВЯЗИ ПРОЦЕССА ПОДГОТОВКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ЗЕНИТНЫМ РАССТОЯНИЕМ СОЛНЦА

Л.П. Коган[1)], И.Т. Бубукин[2)], В.Б. Штенберг[1)]

[1)] Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет
[2)] НИРФИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение и математический аппарат, применяемый при решении задачи

В данной работе рассматривается задача о влиянии максимальной высоты подъема Солнца в разные времена года на уровень сжатия литосферных плит в сейсмоактивных регионах. По аналогии с [1] далее полагаем, что физические поля, измеряемые в районах с высокой тектонической активностью, могут быть записаны в виде

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t). \qquad (1)$$

Здесь случайный процесс $x_1(t)$ — фоновый шум, формируемый совокупностью «обычных» (то есть не связанных с землетрясениями) явлений, а стохастическое слагаемое $x_2(t)$ отражает влияние процесса подготовки приближающегося землетрясения. Случайные функции $x_1(t)$ и $x_2(t)$ считаем статистически независимыми. Это связано с тем, что явления разлома литосферных плит, порождающие $x_2(t)$, можем считать статистически независимыми с любыми другими «обычными» процессами.

Таким образом, любому отрезку реализации измеряемой случайной величины $x = x_1 + x_2$ соответствует плотность вероятности $\rho(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(w - w')\rho_2(w')dw'$, где $\rho_{1,2}(w) = \sum_{m=0}^{N-1} P_{m,1,2}\delta(w - m)$, $\rho(w) = \sum_{m=0}^{N-1} P_m\delta(w - m)$. Здесь $\rho_{1,2}(w)$ – плотности вероятности для случайных величин $x_{1,2}$, $\delta(w)$ – дельта-функция Дирака, $P_{m,1,2}$ и P_m — вероятности попадания значений $x_1(t)$, $x_2(t)$ и соответственно $x(t)$ в интервалы вида

$$x_{Min} + mh \le x \le x = x_{Min} + (m+1)h, \qquad 0 \le m \le N-1. \qquad (2)$$

В (2) h – ширина интервала дискретизации, значение $N = [(x_{Max} - x_{Min})h^{-1}]$ (квадратные скобки означают округление до следующего натурального числа), x_{Min}, x_{Ma} – величины, не большие минимума и соответственно не меньшие максимума значений случайной величины x для любого отрезка реализации. На рис. 1 и 2 схематически показаны плотности вероятности $\rho(w)$ и $\rho_{1,2}(w)$. Для наглядности они изображены с помощью сплошных кривых, тогда как в действительности согласно (2) им должен соответствовать ансамбль дельта-функций.

Проведение численных расчетов и их анализ

На рис. 3 приведен график зависимости $L(n)$. Значения оси абсцисс соответствуют числу суток непрерывной работы аппаратуры. Как следует из данного рисунка, значения рассматриваемого функционала существенно зависят от времени года. В частности, зимне-весеннему периоду соответствуют существенно, до двух и более раз, меньшие значения $L(n)$, чем летне-осеннему сезону (см. указанные на рисунке моменты времени достижения точек экстремумов зависимостью $L(n)$).

На рис. 1 широкая кривая отвечает $\rho_1(w)$, а узкая высокая кривая – $\rho_2(w)$. Очевидно, что с учетом ограниченности во времени длительности любого отрезка реализации обе эти зависимости будут шероховатыми, что обусловливается случайным числом попаданий значений случайных процессов x_1 и x_2 в интервалы вида (3). Следовательно, если процесс $x_2(t)$ существует, и эффективная ширина распределения $\rho_2(w)$ значительно превосходит горизонтальный масштаб малых шероховатостей для зависимости $\rho_1(w)$, который равен заданному значению h, то при интегрировании (2) они сглаживаются (усредняются). В таком случае получаем показанный на рис. 2 «гладкий» график $\rho(w)$.

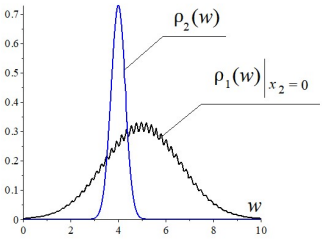


Рис. 1

С целью усиления такого различия между измеряемыми распределениями процесса $x(t)$ при отстутвии и при существовании процесса подготовки предстоящего землетрясения перейдем к рассмотрению СВ $X = \sin x$. Здесь учтено, что плотность вероятности $\rho_{\sin x}(w)$ является пропорциональной множителю $\frac{1}{\sqrt{1-w^2}}$, который стремится к бесконечности при $|w| \to 1$. Это приводит к значительно большему различию размеров амплитуд шероховатостей графика функции $\rho_{\sin x}(w)$ (в области $|w| \approx 1$) при отсутствии, и, наоборот, при существовании процесса $x_2(t)$.

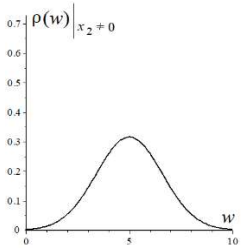


Рис. 2

Для выявления такого различия используем преобразование Фурье, что означает переход к вычислению характеристической функции вида $\sum_{m=0}^{N-1} \exp(imp)\tilde{P}_{l,m}$, где $\tilde{P}_{l,m}$ – вероятность попадания измеренного значения $\sin[x(t)]$ в -й интервал в (2) для интервала реализации с номером l. Поэтому, полагая $p = \pi$, далее введем в рассмотрение функционал следующего вида:

$$L(n) = \frac{A}{M+1} \sum_{l=n-M}^{n} \left| \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m \tilde{P}_{l,m} \right|. \qquad (3)$$

Здесь $M = 100$, а множитель $A = 1010$ введен для получения удобного для анализа диапазона значений $L(n)$. В качестве случайного процесса $x(t)$ далее рассматриваются значения критической частоты слоя F2 ионосферы (измеряемые в мегагерцах). Расчеты для рис. 3 проведены по данным измерений в 2007-2011 гг. ионозондом Rome. В (2) принято $h = 0.01$. Каждый отрезок реализации включает 96 интервалов по 15 минут каждый (это отвечает 96 отсчетам при отсутствии измерительных сбоев), что в совокупности составляет 24 часа.

Отметим, что действие оператора (3) исключает из рассмотрения, в частности, влияние любых квазирегулярных процессов наподобие суточного или годового хода

параметров ионосферы. Действительно, согласно (2) и (3) величина $L(n)$ будет существенно изменяться при возникновении независимого от $x_1(t)$ процесса $x_2(t)$, способного переводить значения процесса $\sin[x_1(t)+x_2(t)]$ в другие, чем при отсутствии $x_2(t)$, ячейки распределения (2) (что означает увеличение вероятности выравнивания числа попаданий результатов измерений $x(t)$ в соседние ячейки). Ни квазирегулярные, ни статистически зависимые от $x_1(t)$ процессы таким свойством не обладают.

Как видно из рис. 3, соответствующие разным временам года экстремумы $L(n)$ отличаются приблизительно в два раза. Это означает, что в период приблизительно с декабря по апрель имеет место удвоение ширины распределения случайного процесса $x_2(t)$ по сравнению с временным интервалом с мая по ноябрь. При условии справедливости проведенных выше вычислений это может быть интерпретировано как следствие существенного увеличения сдавливания литосферных плит, приводящего к сейсмическим событиям. Наиболее крупные из них, с магнитудой от 4.0 до 6.3 баллов, отмечены вертикальными прямыми линиями. Как видно из рисунка, в 2008-2011 гг. эти события в основном «тяготеют» к периоду с января по апрель.

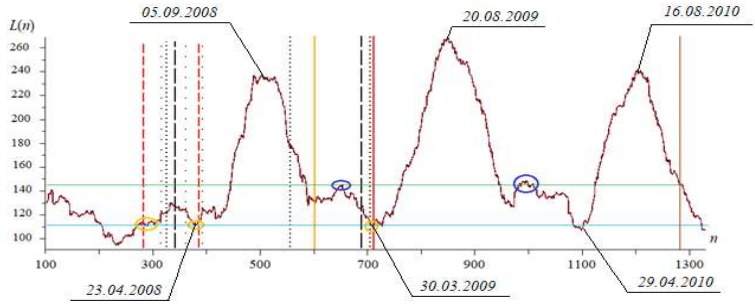


Рис. 3

Отметим, что значения функционала (3) в моменты большинства отмеченных сейсмических событий или повторяются, или им предшествует несколько почти одинаковых экстремумов $L(n)$. В частности, сплошная вертикальная красная прямая соответствует известному трагическому землетрясению 6 апреля 2009 года в г. Аквила. Точка графика, отвечающая данному событию, выделена желтым эллипсом. Два эллипса желтого цвета слева от него отмечают моменты двух совпадающих минимумов функционала (3) (см. синюю горизонтальную прямую на рис. 3.) Как видно из рисунка, указанное землетрясение в Аквиле произошло в момент третьего тестирования того же самого, что и у обоих этих минимумов, значения $L(n)$.

Аналогичным свойством обладает значение $L(n)$, отвечающее землетрясению, отмеченному вертикальной коричневой прямой в правой части рис. 3. Ему предшествуют два локальных максимума, почти точно (с относительной погрешностью порядка 1%) касающиеся горизонтальной зеленой прямой, проходящей через точку на графике, соответствующую данному событию. На данном рисунке можно указать еще

несколько подобных «графических предвестников», в частности, совпадение значений $L(n)$ в моменты тектонических событий, отмеченных двумя вертикальными красными пунктирными и соответственно тремя зелеными точечными прямыми.

Данные свойства функционала (3), позволяющие использовать предлагаемый подход для прогнозирования сейсмических событий, могут рассматриваться как апробация достоверности применяемой методики и ее связи с тектоническими процессами в рассматриваемом регионе мира.

С целью феноменологического объяснения полученных результатов, относящихся к квазипериодическим изменениям функционала $L(n)$ в указанные годы, рассмотрим изменение зенитного расстояния Солнца в течение года. На рис. 4 схематически изображена линия притяжения Солнцем Евразийской литосферной плиты в зимне-весенний, а на рис. 5 – в летне-осенний период. Сопоставление этих рисунков иллюстрирует очевидный вывод о том, что на протяжении зимы и весны касательная составляющая силы притяжения Евразийской плиты к Солнцу значительно увеличивается по сравнению с периодом лета и осени. (На обоих этих рисунках изображено дневное положение Солнца по отношению к региону Средиземного моря; в ночные часы с учетом наклона земной оси касательная составляющая для этой области Евразии становится намного меньше.)



Рис. 4

В то же время правомерно полагать, что аналогичное изменение воздействия этой силы на Африканскую литосферную плиту должно быть выражено значительно слабее, поскольку касательные к земной поверхности составляющие притяжения данной плиты к Солнцу в северной и южной ее частях в любое время года направлены взаимно противоположно. Отсюда следует вывод о значительном увеличении сдавливания литосферных плит в зимне-весенний период под влиянием возрастания воздействия касательной составляющей силы солнечного притяжения на Евразийскую литосферную платформу, что и объясняет эффекты квазипериодического изменения значений $L(n)$ на рис. 3.



Рис. 5

Выводы

Полученные в работе результаты позволяют сделать вывод (применительно к рассматриваемому интервалу 2007-2011 гг.) о существенной зависимости тектонических процессов в Средиземноморском регионе от зенитного расстояния Солнца в различные времена года. Как следует из проведенных вычислений, наибольший и наименьший вклад от силы солнечного тяготения в величину тектонического сжатия Евразийской и Африканской литосферных плит следует ожидать, с учетом накопления эффекта, соответственно в марте-апреле и в августе-сентябре. В рамках предлагаемого подхода удается непротиворечивым образом объяснить с геофизической точки зрения эффекты вариаций свойств статистического функционала $L(n)$ для рассматриваемого временного интервала, что является еще одной апробацией предлагаемой методики.

[1] Коган Л.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55, № 4. С. 525.

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ 250-350 КМ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ПОДАВЛЕНИЯ ФОНОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Воздействие мощных КВ радиоволн на ионосферу оказывает различное влияние на оптическое свечение ионосферы в красной линии атомарного кислорода (возбужденное состояние O^1D, 630 нм). Первый эффект – это увеличение яркости свечения за счет возбуждения O^1D при столкновениях с электронами, ускоренными плазменными волнами, возбужденными в результате развития параметрических неустойчивостей, другой – подавление фонового свечения ионосферы за счет уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации α электронов с ионами молекулярного кислорода O_2^+ с ростом температуры электронов: $\alpha(T_e) \propto T_e^{-1/2}$ [1-3].

Целью работы является численное моделирование второго эффекта, а именно динамика яркости свечения в красной линии O^1D вследствие нагрева электронов, вызванная включением и выключением мощной радиоволны, и сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными на стенде СУРА. Для моделирования используются параметры ионосферы, имевшие место при исследованиях поведения оптического свечения ночного неба в красной линии 630 нм, выполненных на стенде СУРА в 2010 г. и 2012 г., а также параметры нейтральной атмосферы, взятые из модели атмосферы NRLMSISE-00, и профили электронной концентрации N_e, взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом данных экспериментов.

На рис. 1 показаны результаты экспериментов по влиянию мощных КВ радиоволн на оптическое свечение в красной линии, полученные на стенде СУРА 14.09.2012. Стенд СУРА излучал вертикально вверх на частоте 5,30 МГц. Изображения ночного неба, представленные на левых рисунках, были получены на ПЗС-камеры S1C / 079-FP (FU) с полем зрения 20,6° со светофильтром на длину волны λ=630 нм. На панели а) представлено изображение, полученное в 22:09 местного летнего времени (LT=18:09 UTC + 4 часа), сеанс воздействие начался в 18:07 UTC. Хорошо видно заметное увеличение яркости излучения во время воздействия с максимальным значением ~ 50 Рл в точке, обозначенной красным крестиком. Панель ***б)*** иллюстрирует динамику поведения яркости в результате воздействия (t = 60 с соответствует включению волны накачки, t = 210 с - выключению). Видно, что рост яркости свечения наблюдается в течение всего 150-секундного сеанса. После выключения нагрева имеет место релаксация яркости свечения, которая через ~ 25 с замедляется. В некоторых сеансах наблюдается даже увеличение яркости в это время. Это так называемый эффект «послесвечения».

На панелях в) и г) показан эффект подавления фонового свечения. Портрет области (в) зарегистрирован в 22:13:46 LT в следующем сеансе воздействия (18:13:00-18:15:30 UTC). Видно (панель г)), что подавление яркости достигает 10 Рл уже через ~ 50 с после включения волны накачки, затем интенсивность излучения начинает восстанавливаться. Увеличение яркости продолжается после выключения нагрева до t =

310-320 с, (до ~100 с после выключения нагрева), а затем яркость медленно спадает. В течение 240 с $\lesssim t \lesssim$ 410 с яркость оптического свечения превышает стационарный уровень фона без нагрева (послесвечение).

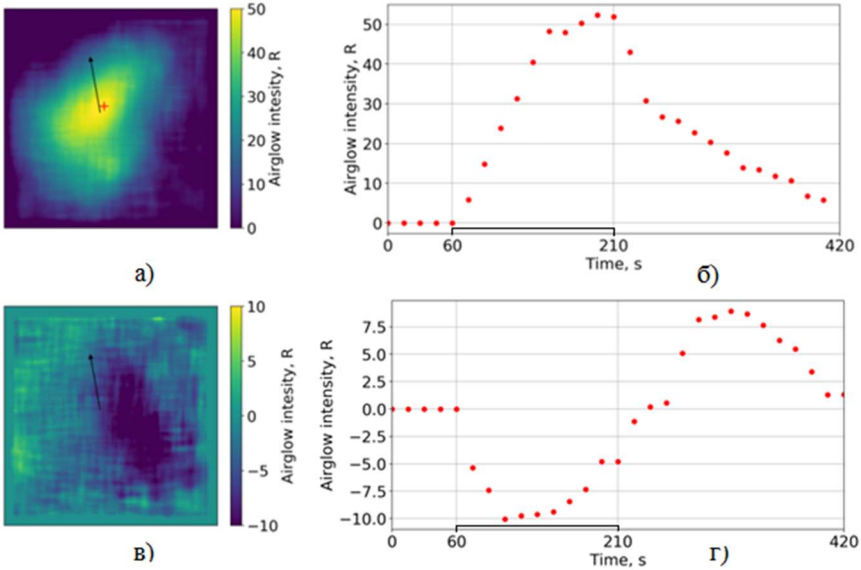


Рис. 1

Яркость оптического свечения, измеренная в эксперименте, определяется как интеграл по всему диапазону высот, где существуют возбужденные атомы O^1D:

$B = A_{630} \int [O^1D]\, dz,$

В естественных условиях (при отсутствии ВЧ-нагрева) максимум $[O^1D]$ ~ 1200 см$^{-3}$ достигается на высотах 230-250 км. На этих высотах возбужденные атомы в состоянии O^1D появляются в результате последовательности реакций перезарядки ($O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$) и диссоциативной рекомбинации электронов с ионами молекулярного кислорода ($O_2^+ + e^- \rightarrow O + O^1D$). Система дифференциальных уравнений, описывающая динамику концентраций $[O_2^+]$ и $[O^1D]$ при этих реакциях с учетом нагрева электронов, имеет вид [3-5]:

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k_1[O^+][O_2] - \alpha[O_2^+]N_e, \quad (1)$$

$$\frac{d[O^1D]}{dt} = \eta\alpha[O_2^+]N_e - \tau_{eff}^{-1}[O^1D], \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta \nu_e (T_e - T_0) = Q_T(z,t).$$

Уравнение (3) представляет собой уравнение электронной теплопроводности с источником $Q_T(z,t)$, расположенным вблизи z_0, высоты верхнего гибридного резонанса мощной радиоволны и связанным с нагревом электронов волной накачки (электромагнитной) и параметрически возбужденными плазменными волнами. В (3) T_e - температура электронов (в K); z, t – высота над поверхностью Земли и время, $D_T = \nu_e l_e^2$, l_e = 600 м - длина свободного пробега электронов, ν_e = 300 с$^{-1}$ - частота соударений электронов; $\delta = 10^{-4}$ – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой); $Q_T(z,t)$ – функция, характеризующая нагрев электронов высокочастотным электрическим полем. $Q_T(z,t)$ берётся в виде:

$$Q_T(z,t) = Q_T(z) = \frac{2E_0^2}{3N_e}\frac{\nu_e}{4\pi}\epsilon\left[h\left(z - \left[z_0 - \frac{\Delta z}{2}\right]\right) - h\left(z - \left[z_0 + \frac{\Delta z}{2}\right]\right)\right] \times \\ \times [h(t - t_{\text{on}}) - h(t - t_{\text{off}})], \qquad (4)$$

где $h(z)$ – единичная функция Хевисайда, t_{on} и t_{off} – времена включения и выключения волны накачки, z_0 и Δz =1 км – высота центра и высотный интервал области воздействия волны накачки, E_0^2 – интенсивность электрического поля волны накачки. Для расчетов мы используем для E_0 формулу $E_0(z)[\text{В/м}] = 9{,}5\frac{\sqrt{W_0[\text{кВт}]}}{z(\text{м})}$. Нагрев плазменными волнами оказывается существенно более интенсивным, чем нагрев электромагнитной волной [3]. Поскольку расчет интенсивности электрического поля плазменных волн в области их существования оказывается достаточно трудным, мы считаем, что плазменные волны равномерно распределены по высоте на интервале Δz, а в уравнение (7) введен коэффициент $\epsilon > 1$, который характеризует увеличение реального источника нагрева по сравнению с нагревом только волной накачки, причем величина ϵ может варьироваться при проведении численного моделирования. Фактически оценка величин ϵ и Δz является одной из задач моделирования. В уравнение (2) входит τ_{eff}. - эффективное время жизни электронов на уровне O^1D. При расчете τ_{eff}. кроме радиативного времени жизни учитывается уменьшение концентрации возбужденных атомов в состоянии O^1D в результате дезактивации при столкновениях с молекулами азота и кислорода N_2, O_2. В ионосферных условиях на исследуемых высотах τ_{eff} ~ 35 с [3, 4].

Результаты моделирования динамика яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования, соответствующих сеансам воздействия 18:07 - 18:13 UTS 14.09.2012 и 17:49 - 17:55 UTS 10.09.2010 показаны соответственно на рис. 2 и. 3. Красные точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным. Видно, что расчетное поведение вариаций яркости ΔB близко к экспериментальному.

Подавление интенсивности излучения определяется уменьшением коэффициента диссоциативной рекомбинации α с ростом электронной температуры, уменьшением концентрации [O^1D] в соответствии с уравнением (2) и, следовательно, яркости оптического излучения B. Когда волна накачки выключается, электроны охлаждаются, T_e уменьшается, α и, следователь-

но, [O^1D] увеличиваются, что приводит к временному увеличению яркости («послесвечение»). Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакций (1) и (2). Варьируя параметры α, k_1 и ϵ можно добиться достаточно близкого совпадения как абсолютных значений вариаций яркости, так и динамики их поведения при нагреве ионосферы с данными эксперимента. Наилучшее совпадение с экспериментом на рис. 2, 3 имеет место для сплошных кривых, когда коэффициенты α и k_1 были несколько изменены по сравнению с исходными (пунктирные кривые), взятыми из [3, 4], при этом выбранные параметры оказываются близкими для обоих сеансов нагрева, проведённых в различные годы. В частности для лучшего совпадения значение коэффициент рекомбинации α при T_e=300 K пришлось увеличить с $1{,}9\cdot10^{-7}$ см^3/с, а $2{,}4\cdot10^{-7}$ см^3/с для обоих проанализированных сеансов воздействия, а коэффициент скорости перезарядки k_1 – с $2\cdot10^{-11}$см^3/с до $2{,}2\cdot10^{-11}$см^3/с для эксперимента 2012 г. (рис. 2) и до $2{,}3\cdot10^{-11}$см^3/с для эксперимента 2010 г. (рис. 3). При этом параметр ϵ также менялся: для пунктирной линий ϵ=7 (рис. 2) и ϵ=3,5 (рис. 3), для сплошных линий ϵ=9 (рис. 2) и ϵ=4 (рис. 3).

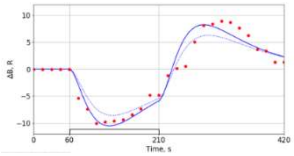


Рис. 2

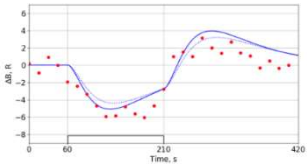


Рис. 3

Таким образом, моделирование влияния нагрева электронов на поведение свечения в линии 630 нм может быть полезным для оценки ряда параметров ионосферы при воздействии мощного КВ радиоизлучения. Это, в частности, концентрация и высотное распределение возбужденных атомов кислорода, высота источника свечения в красной линии, величина увеличения электронной температуры при нагреве, коэффициенты реакций, отвечающие за динамику яркости.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00622, 20-32-70198, гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

[1] Sipler D.P., Biondi M.A. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83, № A4. P. 1519.
[2] Клименко В.В. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, №6. С. 431.
[3] Грач С.М., и др. // Известия вузов, Радиофизика. 2012. Т. 55, № (1–2). С. 33.
[4] Link R. and Cogger L.L. // J. Geophys. Res. 1988. Vol. 93, № A9. P. 9883.
[5] Легостаева Ю.К., Шиндин А.В., Грач С.М. // В кн. Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13-21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 155.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРЕДШЕСТВУЮЩЕГО РЕГИСТРАЦИИ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Наряду с исследованиями солнечных корональных выбросов массы, в том числе по их проявлениям в радиодиапазоне, одним из важных направлений такого изучения является изучение возможной геоэффективности указанных явлений, т.е. свойств явлений, позволяющих им быть источниками возмущений в магнитосфере и ионосфере Земли. Так, приводятся свидетельства влияния корональных выбросов массы на околоземное пространство и параметры, типичные для выбросов, вызывающих геомагнитные бури.

Одним из очевидных механизмов влияния корональных выбросов массы на параметры околоземного пространства является воздействие ионизирующего (рентгеновского и ультрафиолетового) излучения, сопровождающего корональные выбросы массы. Однако более мощным и долговременным механизмом является воздействие крупномасштабными возмущениями в солнечном ветре и ускоренными энергичными солнечными частицами. Крупномасштабные возмущения, распространяющиеся в солнечном ветре, носят название межпланетные корональные выбросы массы (ICME), являются прямым проявлением распространения солнечных корональных выбросов массы (КВМ), причём характерный временной интервал между регистрацией выброса и откликом составляет от десятков минут до 1÷3 суток.

В проведенных ранее исследованиях установлено, что значительному числу корональных выбросов массы на стадии их формирования предшествуют на двухчасовом интервале спорадические явления в микроволновом солнечном излучении, причём эти спорадические явления широкополосны, т. е. охватывают большую часть исследуемого диапазона длин волн и в большинстве своём имеют длительность более 15 мин. Указанное радиоизлучение является отражением процессов, происходящих на временном интервале формирования и начального распространения корональных выбросов массы в нижних слоях атмосферы Солнца, определяющих физические параметры регистрируемых на коронографе событий (угловой раскрыв, скорость распространения и феноменологический тип выброса), т.е. именно тех параметров, которые влияют на потенциальную геоэффективность корональных выбросов.

Все изложенное даёт основание провести анализ и дать прогностические оценки потенциальной геоэффективности КВМ, используя спектральные и временные особенности радиоизлучения в периоды регистрации КВМ на коронографах.

В качестве критерия геоэффективности событий корональных выбросов массы принимался рост последовательных трёхчасовых значений индекса Kp на 2 единицы в течение 1–3 суток после регистрации выбросов на коронографах. При отсутствии такого роста считалось, что события не являются геоэффективными. Для полноты описания в качестве критерия геоэффективности корональных выбросов массы рассматривалось и поведение индекса Dst: Понижение уровня Dst (Dst ≤ -30 нТ) в течение 1–3 дней после регистрации выброса считалось проявлением геоэффективности выбросов.

Для анализа использовались данные наблюдений, охватывающих различные стадии одиннадцатилетнего цикла солнечной активности: материалы оригинальных данных наблюдений радиоизлучения Солнца на радиоастрономической станции НИРФИ «Зименки» в широком диапазоне частот от 9100 до 100МГц за период 1980 и 1984-1988 гг, данные о радиоизлучении Солнца в 1989, 1998, 1999, 2001, 2003, 2006, 2013 годах, зарегистрированные в радиоастрономических обсерваториях, входящих в Мировую службу Солнца (частотный интервал наблюдений от 410 до 15400 МГц. Анализировался набор характеристик корональных выбросов массы (тип морфологического описания, угловая ширина выбросов, ожидаемое положение источника КВМ выброса на диске Солнца), зарегистрированных на спутнике SMM (спектрографом-поляриметром) и космическом аппарате SOHO (коронографом белого света LASCO).

Рассмотренные события КВМ – это 468 «изолированных» событий: ближайшие по времени корональные выбросы массы не регистрируются в течение, по крайней мере, 8 часов до и 6 часов после рассматриваемого события.

На основе статистического рассмотрения были установлены следующие закономерности существования радиопредвестников корональных выбросов массы, влияние которых на околоземное космическое пространство сопровождается изменениями геомагнитных индексов Kp и Dst (примеры приведены на рис. 1):

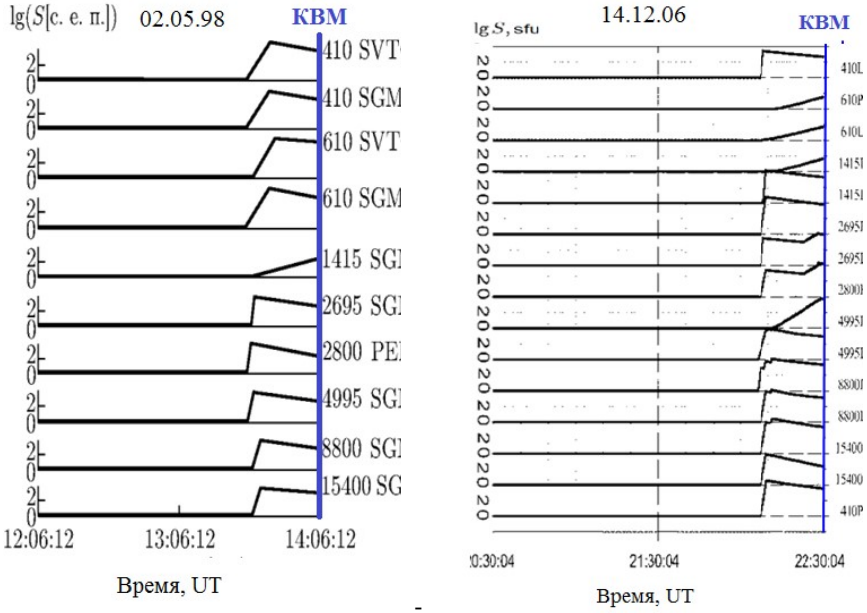


Рис. 1

- наличие широкополосного радиоизлучения радиопредвестников корональных выбросов, по крайней мере, в одном из диапазонов длин волн, сантиметровом или дециметровом;
- длительность радиопредвестников превышает 10 мин;
- такие радиопредвестники предшествуют выбросам, имеющим наибольшую потенциальную геоэффективность и относящимся к классам петлеобразных, гало и частичных гало;
- установлено, что в тех случаях, когда источник геоэффективных КВМ находится на западном краю солнечного диска или за ним, широкополосные радиопредвестники отсутствуют из-за эффекта направленности излучения.
-

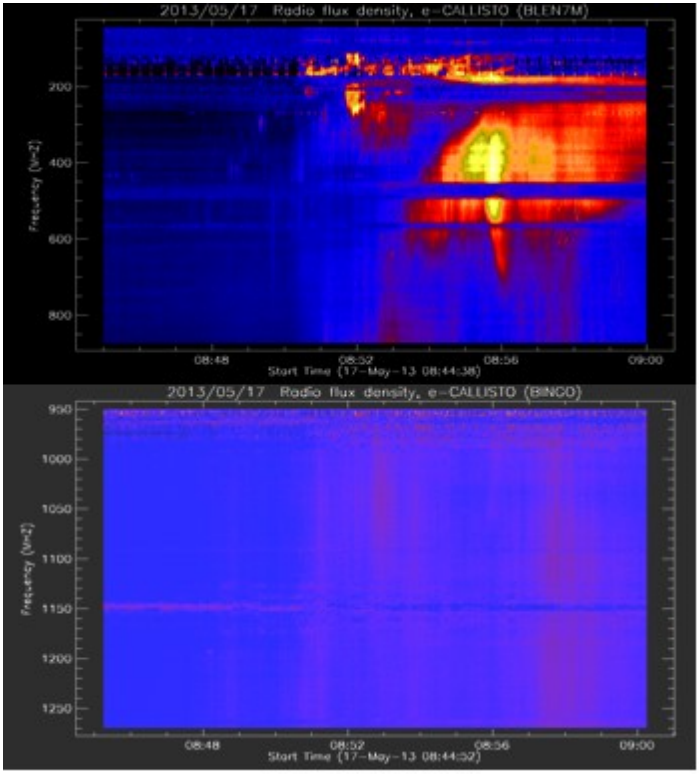


Рис. 2

Две панели рис. 2 иллюстрируют существование радиопредвестников события Halo 17 мая 2013 года, в 09:12:10 UT. Широкополосное спорадическое радиоизлучение охватывает большую часть рассматриваемого диапазона длин волн – от 1400 МГц до 150 МГц в течение не менее 20 минут до регистрации КВМ на LASCO / C2.

Для рассмотрения возможностей прогнозирования геоэффективности КВМ по данным радиоизлучения на 2-х часовом интервале была построена Таблица сопряженности, отвечающая стандартным процедурам оценки качества возможного прогноза в виде (табл. 1):

Табл. 1

Наблюдения / Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	I (a11)	II (a12)	a10
Нет	III (a21)	IV (a22)	a20
Сумма	a01	a02	a00

Здесь под прогнозом понимаются сформулированные выше закономерности, а под наблюдениями – факт проявления или отсутствия геоэффективности зарегистрированных корональных выбросов массы. Квадрат, обозначенный цифрой I, характеризует оправдавшийся прогноз при наличии факта геоэффективности – прогноз «да-да» (a11). Квадрат, обозначенный цифрой II, означает ложный прогноз при отсутствии проявлений геоэффективности – ложная тревога «да-нет» (a12). Квадрат, обозначенный цифрой III, означает отсутствие прогноза при наличии проявлений – пропуск цели «нет-да» (a21). Квадрат, обозначенный цифрой IV, характеризует оправдавшийся прогноз отсутствия геоэффективного проявления КВМ – прогноз «нет-нет» (a22). Результаты прогнозирования указанным способом по данным наблюдений радио предвестников корональных выбросов массы за 1980 и 1984-1988 и 1998 и 2003 гг. отражены в табл. 2 и 3.

1980 и 1984-1988 Табл. 2

Наблюдения / Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	13	3	16
Нет	5	28	33
Сумма	18	31	49

Из общего числа прогнозов – 41 оправдавшихся (0,84), 3 – пропущено, 5 – ложная тревога.

1998 и 2003 Табл. 3

Наблюдения / Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	27	4	31
Нет	8	87	95
Сумма	35	91	126

Из общего числа прогнозов – 114 оправдавшихся (0,9), 4 – пропущено, 8 – ложная тревога.

Работа выполнена по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

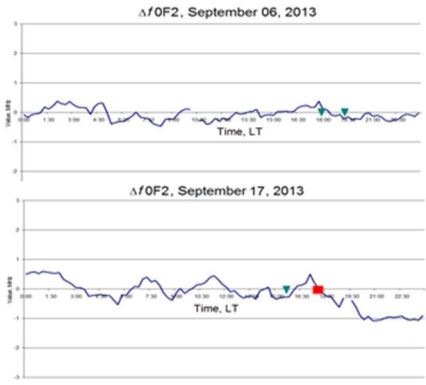
ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО СОЛНЕЧНОМУ МИКРОВОЛНОВОМУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ

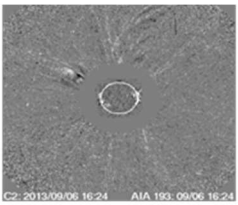
О.А. Шейнер

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

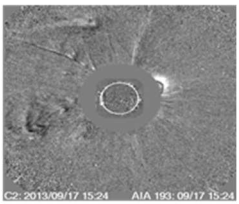
Влияние солнечных процессов на состояние околоземной космической среды является предметом исследований в связи с его актуальностью для современных технологий. С конца прошлого века проводились исследования для определения геоэффективности различных физических явлений, возникающих на Солнце, таких как корональные выбросы массы (КВМ) и потоки высокоскоростного солнечного ветра. В большинстве случаев четко прослеживается связь между вариациями данных околоземного космического пространства, измеренных искусственными спутниками, и параметрами, относящимися к верхней атмосфере Земли. Геомагнитные индексы (например, Kp, Ap и Dst), рассчитанные по наземным наблюдениям, обычно используются для получения информации о характеристиках ионосферных возмущений, вызванных такими солнечными явлениями.

В качестве одного из параметров ионосферы Земли рассматривается поведение во времени критической частоты (f0F2) слоя F2 ионосферы, измеряемой с помощью станций вертикального зондирования ионосферы. Для повышения точности анализируется поведение во времени величин отклонения измеренного значения частоты от ее среднего значения Δf0F2 (по методике [1]). Ранее нами при анализе поведения Δf0F2 и параметров корональных выбросов массы была обнаружена корреляция между поведением девиации критической частоты (f0F2) слоя F2 ионосферы и регистрацией корональных выбросов массы КВМ. Детальный анализ временного поведения отклонения (Δf0F2) показывает, что после начала КВМ (Loop/Cavity) наблюдается длительное снижение значений Δf0F2 (рис. 1б), и никаких изменений не наблюдается после обнаружения других типов КВМ (рис. 1а).





а)



б)

Рис. 1

Таким образом, за проявление геоэффективности КВМ можно принять длительное снижение значений девиации Δf0F2 критической частоты (f0F2) слоя F2 ионосферы.

Все изложенное даёт основание провести анализ и дать прогностические оценки изменений критической частоты критической частоты (f0F2) слоя F2 ионосферы, используя спектральные и временные особенности радиоизлучения в периоды регистрации КВМ на коронографах.

Так, для КВМ, зарегистрированных 29.06.88 на спутнике SMM, 04.09.2013 и 17.03.2015 на спутнике SOHO LASCO/C2 и вызывающих отрицательные отклонения в поведении Δf0F2 (рис. 2), подтверждаются установленные закономерности существования радиопредвестников корональных выбросов массы, влияние которых на околоземное космическое пространство сопровождается изменениями геомагнитных индексов Kp и Dst.

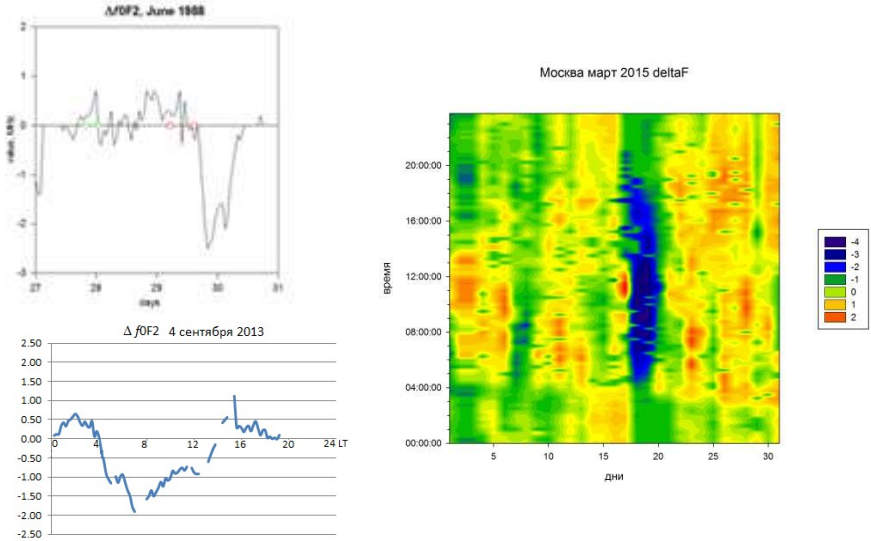


Рис. 2

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ, полученным в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы». Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62020X0003. Номер соглашения 075-15-2020-529.

[1] Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D., Mityakova E.E., Rakhlin A.V. // Proc. Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 24-29 September 2001, Vico Equense, Italy. Editor: Huguette SawayaLacoste. ESA SP-477, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-749-6, 2002. P. 479.

РАЗВИТИЕ МЕТОДИК ДИСТАНЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

А.В. Шиндин[1)], А.В. Рябов[1)], С.П. Моисеев[1)], Д.А. Когогин[2)], В.Р. Хашев[1)], Д.С. Максимов[2)], А.В. Соколов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Казанский федеральный университет

1. Совершенствование методик вертикального зондирования в лаборатории «Васильсурск»

Эксперименты по воздействию на ионосферу мощным КВ радиоизлучением приводят к различным эффектам ионосферной турбулентности. Один из них — перераспределение электронной концентрации на временнЫх масштабах порядка 1-2 с. В естественных условиях профиль электронной концентрации может быть получен с помощью ионозонда вертикального зондирования. В условиях нагревного эксперимента для оперативного мониторинга электронной концентрации время регистрации ионограммы должно составлять ~ 1с.

Нагревный стенд Сура располагает действующим ионозондом вертикального зондирования CADI. В автоматическом режиме ионозонд позволяет регистрировать ионограмму за ~ 40 с, а в ручном (тестовом) режиме — за 7 с. Приемная антенна ионозонда принимает только одну линейную поляризацию.

На первом этапе работ была продемонстрирована возможность качественного улучшения характеристик ионограмм при модернизации приемной части ионозонда CADI с помощью современных программно-определяемых радиосистем (SDR) и замены приемной антенны на более совершенную.

Модифицированная приемная часть включает в себя: 1) цифровой SDR приемник LimeSDR, апконвертеры Ham it Up v.1.3 (2 шт.) и 2-х канальный опорный генератор, синхронизованный с GPS (т. н. GPS disciplined oscillator) Leo BodnarPrecision GPS Reference Clock. Прием зондирующих сигналов ионозонда CADI осуществлялся на диагностическую антенну (размер антенного поля 120 на 120 м), позволяющую независимо регистрировать 2 ортогональные линейные поляризации.

Данные модификации позволили получить первые на стенде Сура ионограммы (см. рис. 1-2) с разделенными следами волн O (красный цвет) и X (синий цвет) поляризаций.

На втором этапе работ (текущий момент) разрабатывается макет задающего генератора передающей части ионозонда CADI на основе платы STEMlab 122.88-16, позволяющий уменьшить время регистрации ионограммы до 0,9 с.

На третьем этапе работ планируется использовать плату STEMlab 122.88-16 также в качестве основы приемной части ионозонда, что обеспечит высокую скорость обработки, мобильность и полную автоматизацию получения ионограмм.

2. Создание бюджетного двухчастотного GNSS приемника для мониторинга крупномасштабных ионосферных возмущений.

Мониторинг крупных ионосферных возмущений с использованием систем глобальной навигации (GNSS) осуществляется путем измерений вариаций полного

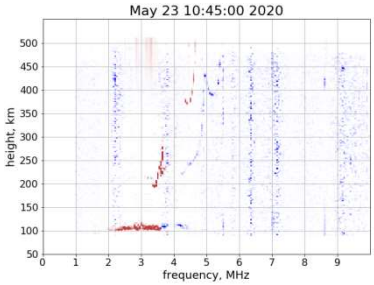


Рис. 1

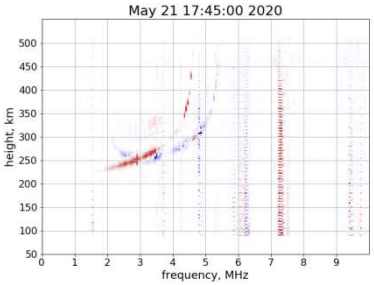


Рис. 2

электронного содержания (ПЭС) с помощью двухчастотных GNSS-приемников. Практика проведения нагревных экспериментов показала, что для получения достоверной пространственно-временной картины ионосферных неоднородностей требуется 5-10 таких приемников локализованных в районе расположения источника возмущений (нагревного стенда). К сожалению, в радиусе 100 км от стенда Сура таких приемников практически нет, а профессиональные двухчастотные приемники излишне дороги.

В рамках проекта разработан макет регистратора ПЭС на основе приемника u-blox ZED-F9P. Себестоимость макета более чем на порядок меньше стоимости профессионального GNSS приемника. При этом прибор позволяет не только записывать данные в файл, но и отправлять их на сервер для визуализации и мониторинга вариаций ПЭС в реальном времени. На панелях рисунка 3 приведены вариации ПЭС, зарегистрированные с помощью различных приборов: разработанный макет (слева), профессиональный приемник (в центре) и приемник мобильного телефона (справа).

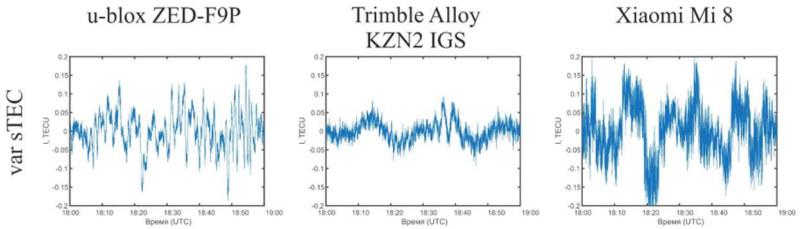


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 20-32-70198 и гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

ВАРИАЦИИ КЛЮЧЕВЫХ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОГО КВ КАНАЛА НА СУБАВРОРАЛЬНОЙ ТРАССЕ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНО-ИОНОСФЕРНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ В ОКТЯБРЕ 2016 ГОД

В.П. Урядов[1, 2)], Ф.И. Выборнов[1, 3)], А.А. Пиченко1)], А.В. Першин[1)]

1) НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
2) АО "НПП "Полет"
3) ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Для прогнозирования условий распространения радиоволн применительно к повышению надежности КВ радиосвязи необходимы обширные наблюдения на трассах наклонного зондирования различной протяженности и ориентации и установление взаимосвязи между наименьшей наблюдаемой частотой (ННЧ), максимально наблюдаемой частотой (МНЧ) и диапазоном частот прохождения сигналов $\Delta f = \text{МНЧ} - \text{ННЧ}$ с параметрами гелиогеофизической обстановки.

В данной работе представлены первые результаты наблюдений вариаций параметров ионосферного КВ канала на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск во время магнитно-ионосферной возмущенности в октябре 2016 года.

Описание эксперимента и гелиогеофизической обстановки в октябре 2016 г.

Измерения проводились с 1 по 31 октября 2016 г. на субавроральной трассе наклонного ЛЧМ-зондирования Ловозеро (68ºN,35ºE) Мурманской области – Васильсурск (56,1ºN; 46,1ºE) Нижегородской области. Длина трассы зондирования вдоль дуги земного шара составляет 1440 км. Средняя точка трассы имеет координаты 62,15º N; 41,63º E. ЛЧМ станция в Ловозеро работала на передачу, а в п.г.т. Васильсурск – на прием.

Передатчик в Ловозеро работал в диапазоне частот 2.0 – 29 МГц, скорость перестройки частоты составляла 550 кГц/с, интервал зондирования 15 минут.

Период наблюдений в октябре 2016 г. характеризовался переменной магнитной активностью. Согласно [1] в это время происходила неоднократная смена знака Bz компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) с северного на южное направление и обратно. Значительные и длительные отрицательные значения компоненты Bz компоненты ММП имели место 13 октября, когда они достигали значений -10÷18 нТл.

Общая геофизическая обстановка в период проведения эксперимента показана на рис. 1. Во время наблюдений имели место несколько периодов магнитной активности. Первый в начале октября приходился на фазу восстановления умеренной магнитной бури, главная фаза которой продолжалась с 06 UT 29.09.16 г. до 09 UT 29.09.16 г., когда индекс Dst достиг минимального значения – 66 нТл (см. рис. 1а). Максимальные значения магнитного индекса Кр составляли величины 5-7. (см. рис. 1в)

Слабая магнитная буря имела место 04 октября, когда индекс Dst достиг минимального значения – 43 нТл (см. рис. 1а).

Сильная магнитная буря началась в 00 UT 13.10.16 г. с резкого возрастания Dst, затем с резкого уменьшения Dst началась главная фаза бури, которая продолжалась до

00 UT 14.10.16 г., когда индекс Dst достиг минимального значения –103 нТл. Затем началась фаза восстановления бури (см. рис. 1а).

Умеренная магнитная буря имела место 25 – 30 октября, когда индекс Dst достигал минимального значения – 59 нТл и – 63 нТл в 17:30 UT 25.10.16 г. и 04:00 UT 29.10.16 г. соответственно (см. рис. 1а).

На фазе восстановления магнитных бурь произошло несколько магнитосферных суббурь различной интенсивности (2, 16, 17 и в период 26-29 октября), которые идентифицированы по усилению аврорального индекса AE (см. рис. 1б). Как видно из рис. 1а, 1б отрицательные значения магнитного индекса Dst хорошо коррелируют с увеличением аврорального индекса AE [2].

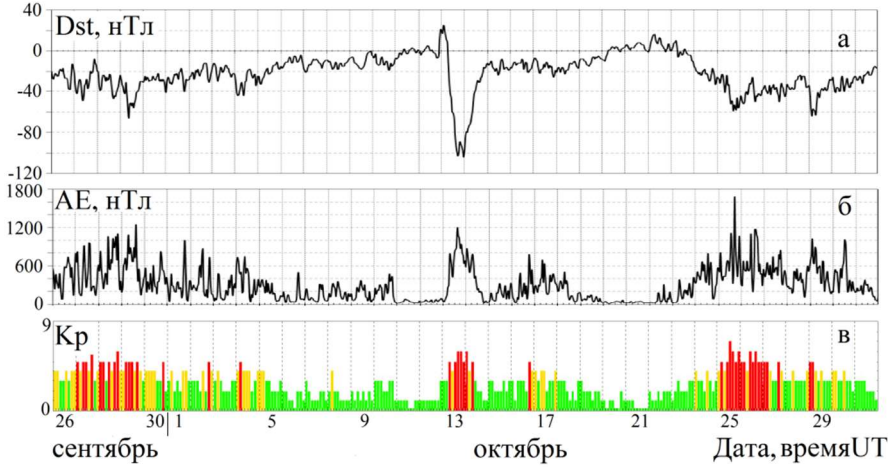


Рис. 1

Представляет интерес сопоставление поведения диапазона частот прохождения КВ-сигналов на субавроральной трассе в дни с различной магнитной активности. Это имеет важное значение для динамического управления ресурсом КВ диапазона на высокоширотных радиолиниях.

Результаты наблюдений

Для анализа изменчивости ионосферного КВ канала были выбраны данные наклонного зондирования в спокойных и возмущенных условиях. Уровень геомагнитной активности оценивался по данным временного хода индексов Dst и AE.

На рис. 2-4 показан временной ход МНЧ и ННЧ моды 1F на трассе Ловозеро – Васильсурск в условиях различной магнитно-ионосферной возмущенности. Интервал частот прохождения КВ-сигналов Δf закрашен голубым фоном.

В спокойные геомагнитные дни 6, 12, 15, 21 октября наблюдался типичный суточный ход поведения МНЧ F и ННЧ F. Диапазон частот прохождения КВ-сигналов 6

октября варьировался в переделах 1.5÷3 МГц в утренние 3-4 UT и вечерние 16-17 UT часы. В дневные часы 5-15 UT значения Δf варьировались в пределах 2÷5 МГц с максимальными значениями 4÷5 МГц в послеполуденные часы 11-13 UT. При этом максимальные значения МНЧ F составляли 10÷12 МГц.

В дневные часы 4-14 UT 12 октября диапазон частот Δf составлял 6÷7 МГц за счет более высоких МНЧ F, которые достигали значений 14÷16 МГц (рис. 2). Аналогичная картина наблюдалась 15 и 21 октября.

Во время геомагнитной активности на субавроральной трассе наблюдались существенные вариации временного хода основных параметров ионосферного КВ канала по сравнению со спокойными условиями. Наиболее сильные изменения имели место на фазе восстановления сильной магнитной бури 13 октября, когда после 14 UT 13 октября и до 10 UT 14 октября наблюдался блэкаут, т.е. сигнал не принимался. При этом во время прохождения сигналов 14 октября диапазон частот Δf сократился до 1÷2 МГц (см. рис. 3). Причем имело место как уменьшение ННЧ F до 4÷8 МГц, так и уменьшение МНЧ F до 5÷11 МГц.

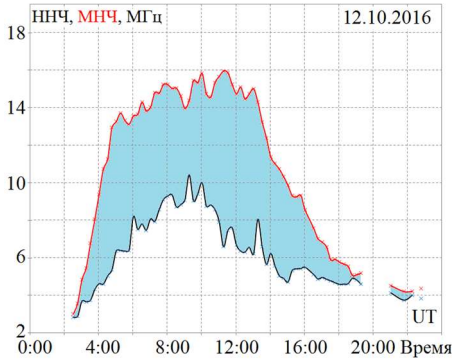


Рис. 2

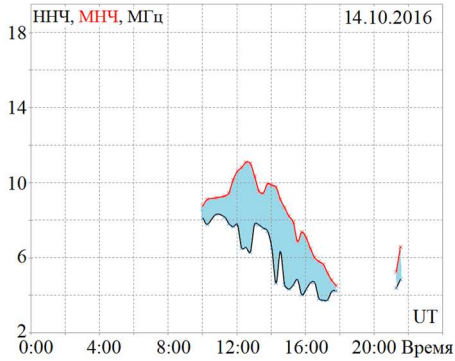


Рис. 3

Заметные изменения диапазона частот Δf произошли во время слабой магнитной бури 4 октября и на фазе восстановления умеренной бури 1 октября, когда Δf сократился до 1÷2 МГц (см. рис. 4), в первую очередь за счет уменьшения МНЧ F, что связано с отрицательной фазой бури.

Менее сильные, но заметные изменения условий распространения КВ-сигналов на субавроральной трассе имели место во время магнитосферных суббурь 2, 16 и 17 октября. Существенные вариации параметров F-моды наблюдались и 26-29 октября на стадии развития магнитосферных суббурь и умеренной магнитной бури 24-29 октября.

Во время роста геомагнитной активности в условиях высыпания заряженных частиц из магнитосферы в авроральной ионосфере могут образовываться интенсивные спорадические слои в Е-области. Сравнение ДЧХ Е слоя ионосферы, полученных в условиях с очень низкой и высокой геомагнитной активностью (21 и 27 – 29 октября), подтверждает значимость высокой геомагнитной активности для значений МНЧ и

ННЧ E/Es слоя ионосферы. На рис. 5 приведены результаты обработки ДЧХ E слоя ионосферы за 28 октября 2016 г., когда в вечерние и ночные часы наблюдались сигналы с высокими значениями МНЧ, доходящие до 29 МГц и большим диапазоном частот прохождения КВ-сигналов 16÷25 МГц.

Следует отметить, что ухудшение условий прохождения сигналов на субавроральной трассе во время геомагнитных возмущений согласуется с данными поглощения радиоволн, полученными с помощью риометра в Соданкюля [3].

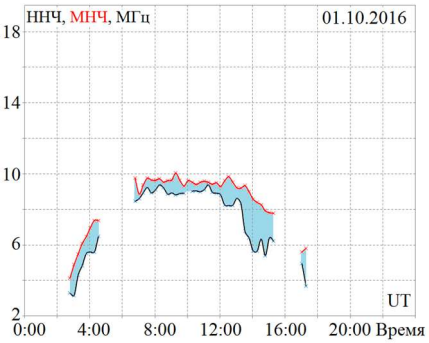


Рис. 4

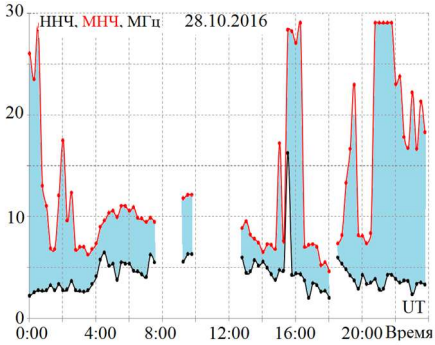


Рис. 5

Выводы

В работе представлены результаты исследования влияния геомагнитной активности на диапазон изменений ключевых параметров ионосферного канала на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск в октябре 2016 года.

Установлено, что степень воздействия геомагнитной возмущенности на ионосферный КВ канал зависит от уровня геомагнитной активности.

На субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск во время магнитосферных суббурь в результате образования мощного спорадического слоя Es существенно улучшались условия распространения радиоволн. МНЧ Es достигала верхнего предела частоты ЛЧМ-зондирования 29 МГц, а диапазон частот прохождения КВ-сигналов возрастал в разы по сравнению с невозмущенными условиями. Таким образом, для нейтрализации неблагоприятного воздействия магнитной бури на работу радиоэлектронных систем различного назначения в высоких широтах можно использовать более высокочастотный диапазон распространения Es-модой.

[1] www.swpc.noaa.gov, 4.11.2019.
[2] wdc.kugi. kyoto-u.ac.jp, 4.11.2019.
[3] www.sgo.fi, 4.11.2019.

РЕГИСТРАЦИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СИСТЕМОЙ СИНХРОННО РАБОТАЮЩИХ ЛЧМ ИОНОЗОНДОВ

Ф.И. Выборнов[1, 4], Е.Ю. Зыков[2], А.А. Колчев[2], А.В. Першин[1], А.Г. Чернов[3], В.В. Шумаев[3]

[1] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Казанский (Приволжский) федеральный университет
[3] "SITCOM" LLC, г. Йошкар-Ола
[4] ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Типичными ионосферными возмущениями, наблюдаемыми на средних широтах, являются среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) с характерными размерами 100-500 км и периодами от единиц до нескольких десятков минут. Анализу поведения ПИВ, их морфологии, связи с другими геофизическими явлениями посвящено большое количество статей, диссертаций и монографий. Детальный анализ появляемости серпообразных ПИВ за несколько циклов солнечной активности на средних широтах по данным станции Зименки (г. Нижний Новгород) выполнен в [1].

Наиболее распространенным способом изучения ПИВ является снятие высотно-частотных характеристик на ионосферных станциях. В последние годы для исследования ПИВ используются самые разнообразные методы (сеть синхронно работающих КВ ионозондов DPS4D, доплеровские измерения, метод GNSS TEC градиентов, пространственно-временной анализ сигналов спутников GPS, коротковолновая интерферометрия и др., которые активно применяются в рамках единой Европейской программы TechTide Project [2] детального исследования параметров перемещающихся ионосферных возмущений.

Актуальность исследования ПИВ объясняется тем, что их появление снижает эффективность функционирования радиоэлектронных систем различного назначения, вызывая девиацию углов прихода, увеличение временного интервала задержки сигнала, уширение доплеровского спектра, замирания сигнала и ошибки позиционирования. В этой связи важную роль играют результаты наблюдений ПИВ методом наклонного зондирования.

При наличии ПИВ возникают сложности с интерпретацией результатов наблюдений. В расчетах ионосферного распространения радиоволн широко используется прогностическая справочная модель ионосферы IRI. Однако вариации ионосферы день ото дня, ее зависимость от гелиогеофизических условий, наличие плохо прогнозируемых перемещающихся ионосферных возмущений различных масштабов могут сводить на нет эффективность такого прогнозирования в реальных условиях.

В докладе представлены результаты работы системы синхронно работающих приемо-передающих ЛЧМ ионозондов (Васильсурск, Йошкар-Ола, Казань, Нижний Новгород) при слабонаклонном зондировании ионосферы во время прохождения перемещающихся ионосферных возмущений.

Описание эксперимента

Измерения проводились 18 и 19 декабря 2019 г. Эксперимент проводился сотрудниками Научно-исследовательского радиофизического института ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Казанского (Приволжского) федерального университета и фирмы “SITCOM” LLC, г. Йошкар-Ола. 19 декабря 2019 г. дополнительно на прием работала ЛЧМ станция ИЗМИР РАН. Геометрия трасс сети диагностики ионосферы ЛЧМ сигналами приведена на рис. 1. Красными точками на рисунке отмечены места расположения ЛЧМ станций (приемо-передающих в п.г.т. Васильсурск, г. Казани и г. Йошкар-Оле; приемной в г. Нижний Новгород). Красными линиями отмечены трассы, где ЛЧМ станции работали на прием и передачу, синими – только на прием. Средние точки трасс зондирования отмечены коричневым цветом. Координаты ЛЧМ станций приведены в таблице 1. Символами R или T отмечены ЛЧМ станции соответственно работающие на прием или передачу.

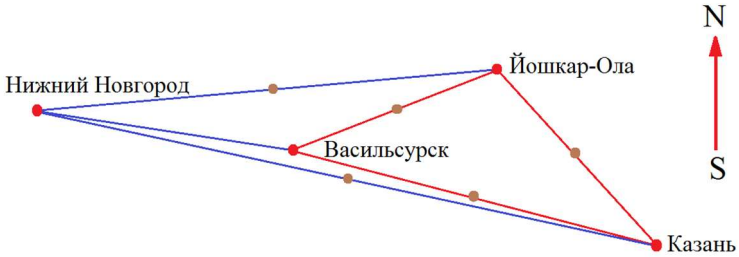


Рис. 1

Табл. 1

№	Места расположений ЛЧМ станций	Координаты
1	Васильсурск (R, T)	56,13º N; 46,08º E
2	Казань (R, T)	55,8º N; 49,12º E
3	Йошкар-Ола (R, T)	56,62º N; 47, 52,87 º E
4	Нижний Новгород (R)	56,32º N; 44,02º E

Параметры трасс зондирования приведены в таблице 2.

ЛЧМ станции работали 18 и 19 декабря 2019 г. с 11:30 до 13:30 МСК по специальной программе. На передачу начинали работать ЛЧМ станции: Йошкар-Ола с 11:30, Казань с 11:31, Васильсурск с 11:32 МСК; далее продолжалась их циклическая работа с периодом 3 минуты. Скорость перестройки частоты составляла 110 кГц/с; начальная частота зондирования 3 МГц, конечная 9 МГц. На прием ЛЧМ станция в Нижнем Новгороде работала с 11:30 до 13:30 МСК ежеминутно. В Йошкар-Оле, Казани, Васильсурске прием осуществлялся во всех циклах, где ЛЧМ станции не излучали.

Дополнительно работали два ионозонда вертикального зондирования (ионозонд CADI в Васильсурске работал в 15 минутном режиме зондирования, а ионозонд “Циклон” вблизи г. Казани работал каждую минуту).

Геофизическая обстановка 18 и 19 декабря 2019 г. была слабо возмущенной. Максимальные значения Dst индекса 17 нТл наблюдались 18 декабря в 03:00 UT, минимальные -25 нТл в 18:00 UT 18 декабря и -28 нТл в 03:00 UT 19 декабря [3]. Максимальные значения магнитного индекса Кр составляли величины 3-4 [4].

Табл. 2

Трасса	Начальный азимут	Конечный азимут	Дальность, км	Координаты средней точки трассы
Васильсурск – Йошкар-Ола	63,00º	64,49º	123	56,38º N; 46,97º E
Васильсурск – Казань	99,69º	102,21º	193	55,97º N; 47,44º E
Васильсурск – Нижний Новгород	280,26º	278,54º	130	56,23º N; 45,15º E
Йошкар-Ола – Казань	193,13º	140,17º	120	56,20º N; 48,5º E
Йошкар-Ола – Нижний Новгород	263,59º	260,38º	240	56,48º N; 45,25º E
Казань Нижний – Новгород	282,44º	278,21º	323	56,00º N; 46,59º E

Результаты наблюдений

В результате работы четырех ионозондов получены записи дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) в режиме слабонаклонного зондирования ионосферы вдоль разных направлений. Критические частоты ионосферы определялись по данным ионозонда CADI. Наблюдались серпообразные ПИВ разной конфигурации. Начало возмущений сопровождалось петлеобразным искажением ионограммы в районе критических частот F-области ионосферы, затем происходил перегиб, который смещался в низкочастотную часть ионограммы вдоль О- или Х-трека. Это – так называемые серпообразные возмущения. Пример серпообразного ПИВ на ДЧХ приведен на рис. 2 для трассы Васильсурск – Казань 18.12.2019 г. в 09:56 UT. ПИВ наблюдается также на втором скачке ДЧХ, при этом треки отражения оказываются диффузными. На кадре наблюдается серпообразный ПИВ только на обыкновенной компоненте F-слоя ионосферы.

Необходимо отметить, что 18 декабря 2019 г. с 09:13 до 09:17 UT по трассе Йошкар Ола – Казань регистрировался ПИВ, который не был зарегистрирован на других трассах. Учитывая расстояние между средними точками трасс можно предположить, что характерные горизонтальные размеры такого возмущения в ионосфере не превышали 100 км.

19 декабря 2019 г. отмечались сильные ионосферные возмущения. Многократно регистрировались серпообразные ПИВ на всех трассах зондирования. При критических частотах F-слоя ионосферы около 6 МГц, занимаемый частотный диапазон ПИВ достигал 0,8 МГц. Структура ПИВ напоминала ранее рассмотренную в работе [5], где методом численного моделирования ионограмм квазивертикального зондирования ионосферы в условиях ПИВ на основе сопоставления экспериментальных и расчетных ДЧХ определены направленно-скоростные характеристики среднемасштабных ПИВ, обеспечивающих хорошее соответствие временной эволюции отклика широкополосного сигнала на прохождение волнового возмущения на трассе зондирования.

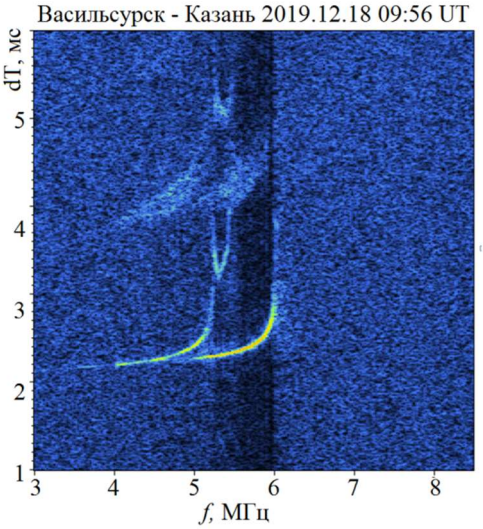


Рис. 2

Для определения направления движения в пространстве фронта ионосферного возмущения (в предположении, что он плоский) для случая одновременной регистрации ПИВ на нескольких трассах зондирования использовался метод,

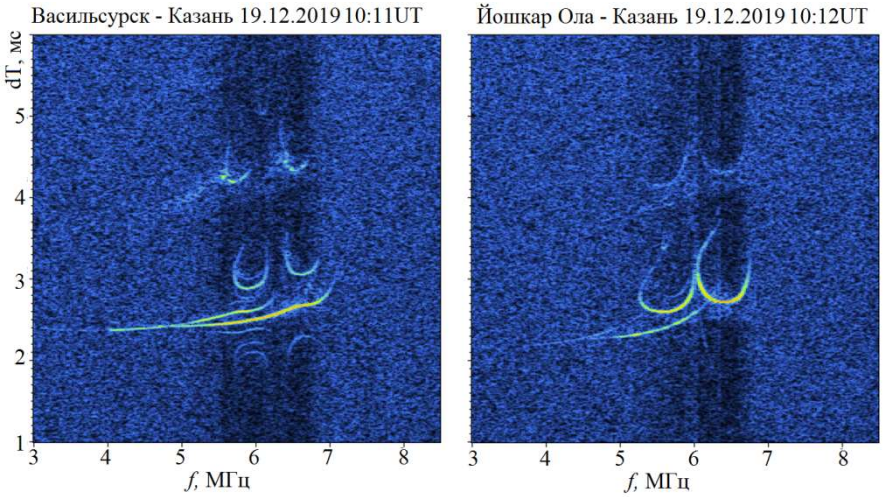


Рис. 3

предложенный в работе [6]. Выполненные оценки позволяют утверждать, что наблюдаемый ПИВ распространялся в восточном направлении с горизонтальной скоростью ~170 м/с.

Выводы

Впервые в Европейской части России реализована сеть синхронно работающих в рамках единой программы наблюдений ЛЧМ станций слабонаклонного зондирования среднеширотной ионосферы. Было задействовано 4 ионозонда одной конструкции (1 приемный и 3 приемо-передающих) с длинами трасс от 120 до 320 км. Дополнительно использовались 2 ионозонда вертикального зондирования в Васильсурске и Казани.

18 и 19 декабря 2019 года система синхронно работала с 11:00 до 13:30 МСК с минутным интервалом зондирования. 19.12.2019 г. дополнительно использовался приемный ЛЧМ ионозонд в г. Москве.

Зарегистрировано прохождение ПИВов разных типов: серпообразных, спускающихся только у O или X треков F- слоя; одновременных, располагающихся левее или правее основных треков.

Обнаружено, что возможно существование серпообразных ПИВ, регистрирующихся только на одной трассе (т.е. с горизонтальными масштабами <100 км) на первом или кратном отражении.

Получены ДЧХ ПИВов одновременно на разных трассах работающими ЛЧМ станциями и ионосферными станциями вертикально зондирования, что позволило реализовать алгоритм [6] для слабонаклонных трасс и получить не противоречивые оценки направления и скорости распространения ПИВ, ранее приводимые в статье [5] для трассы Васильсурск – Нижний Новгород.

Работа Е.Ю. Зыкова выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-02-00343).

Работа Ф.И. Выборнова и А.В. Першина выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-17-00050).

[1] Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 12. С. 1455.
[2] http://tech-tide.eu,-20.05.2020 г.
[3] http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp,-20.05.2020 г.
[4] https://tesis.lebedev.ru,-20.05.2020 г.
[5] Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 6. С. 462.
[6] Михайлов С.Я., Грозов В.П., Чистякова Л.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 5. С. 377.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 25 мая 2020 г.
Председатель – В.Г. Гавриленко, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СЕКЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ»

Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНЫЕ И ХИМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИФФУЗИОННОЙ СВЯЗЬЮ

Д.И. Болотов[1)], М.И. Болотов[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)], Г.В. Осипов[1)], А.С. Пиковский[3, 1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт прикладной физики РАН
[3)] Потсдамский университет, Германия

Химерные состояния в колебательных средах вызывают большое внимание с момента их первого наблюдения и теоретического объяснения [1]. Удивительной особенностью химер является нарушение трансляционной симметрии: хотя существует однородное полностью симметричное синхронное состояние, возможно ещё одно нетривиальное устойчивое состояние, сочетающее в себе синхронные и асинхронные домены. В терминах локального комплексного параметра порядка химера представляет собой решение, в котором для одной области этот параметр имеет абсолютное значение равное единице (элементы полностью синхронны), а в другой части его абсолютное значение меньше единицы (частично синхронны). Это описание связывает химерные состояния с общей проблемой формирования структур в средах, описываемых комплексным общим полем [2].

В данной работе проводится анализ существования и устойчивости пространственно-однородных полностью синхронных и асинхронных состояний в зависимости от параметра временного масштаба распространения взаимодействия в среде, изучается влияние этого параметра на простейшие пространственно-неоднородные решения – однокластерные химерные состояния. Описывается метод нахождения данных решений как периодических траекторий в некоторой вспомогательной системе ОДУ.

Рассмотрим модель нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов, распределенных на кольце длины L:

$$\partial_t \varphi(x,t) = \mathrm{Im}\left[e^{-i(\varphi(x,t)+\alpha)} H(x,t)\right], \qquad (1)$$

где x – координата точки в одномерной пространственной среде, $\varphi(x,t)$ – фаза точки x в момент времени t, $H(x,t)$ – комплексное поле, действующее на элемент среды в точке x, динамика которого задается уравнением:

$$\tau \partial_t H(x,t) = \partial_{xx}^2 H(x,t) - H(x,t) + e^{i\varphi(x,t)}. \qquad (2)$$

Данное поле $H(x,t)$ определяет нелокальное взаимодействие в среде. Параметр τ задаёт временной масштаб распространения взаимодействия в среде [3]. Параметр α – фазовый сдвиг ($-\pi < \alpha < \pi$), определяющий тип взаимодействия элементов в системе: при $|\alpha| < \frac{\pi}{2}$ – связь притягивающая, а при $|\alpha| > \frac{\pi}{2}$ – отталкивающая.

Основная часть обсуждаемых ниже режимов поведения среды фазовых осцилляторов будет обладать той особенностью, что $\varphi(x,t)$ не удовлетворяет свойству гладкости по пространственной координате x. С помощью процедуры усреднения по пространству можно определить локальный параметр порядка $Z(x,t) = \langle e^{i\varphi(x,t)} \rangle_{\mathrm{loc}}$, представляющий собой непрерывную комплексную функцию координаты x и времени t и удовлетворяющий неравенству $|Z(x,t)| \leq 1$. В случае $|Z(x,t)| = 1$ все осцилляторы в окрестности точки x синхронизированы по фазе. При выполнении условия

$0 < |Z(x,t)| < 1$ принято говорить, что наблюдается режим частичной синхронизации. Равенство $|Z(x,t)| = 0$ указывает на то, что элементы среды вращаются полностью асинхронно. Используя подход, предложенный Оттом и Антонсеном [4], можно записать динамические уравнения относительно $Z(x,t)$ и $H(x,t)$ в следующем виде:

$$\begin{gathered}\partial_t Z(x,t) = (e^{-i\alpha}H(x,t) - e^{i\alpha}H^*(x,t)Z^2(x,t))/2,\\ \tau\partial_t H(x,t) = \partial_{xx}^2 H(x,t) - H(x,t) + Z(x,t),\end{gathered} \tag{3}$$

где граничные условия задаются равенствами:

$$H(0,t) = H(L,t), \quad \partial_x H(0,t) = \partial_x H(L,t). \tag{4}$$

Таким образом, для анализа коллективных эффектов в системе фазовых осцилляторов (1), (2) можно рассматривать как динамику ансамбля осцилляторов, так и эволюцию комплексного параметра порядка $Z(x,t)$, задаваемого системой дифференциальных уравнений (3) с граничными условиями (4).

Интересующие нас режимы будем искать в классе стационарных равномерно вращающихся решений системы (3):

$$Z(x,t) = z(x)e^{i\Omega t},\ H(x,t) = h(x)e^{i\Omega t}, \tag{5}$$

где Ω – частота вращения. В случае пространственно-однородных состояний функции $z(x)$ и $h(x)$ имеют следующий вид:

$$z(x) = z_0, \qquad h(x) = h_0. \tag{6}$$

Подставляя выражения (5), (6) в систему (3), получим алгебраическую систему:

$$2i\Omega z_0(1 + i\tau^2\Omega^2) = e^{-i\alpha}z_0^* z^2(1 + i\tau\Omega), \tag{7}$$

$$z_0 = (1 + i\tau\Omega)h_0. \tag{8}$$

Решения уравнения (7) определяют пространственно-однородные стационарные решения системы (3): (а) полностью асинхронное $Z_{as} = 0$; (б) полностью синхронное $Z_s = e^{i\Omega_s t}$, где $z_s = 1$, а частота Ω_s определяется как вещественный корень кубического уравнения $\tau^2\Omega_s^3 + (1 + \tau\cos\alpha)\Omega_s + \sin\alpha = 0$.

Определим далее устойчивость пространственно-однородных решений. Для этого представим $Z(x,t)$ и $H(x,t)$ в виде:

$$Z(x,t) = \left(z(x) + \tilde{Z}(x,t)\right)e^{i\Omega t},\ H(x,t) = \left(h(x) + \tilde{H}(x,t)\right)e^{i\Omega t}, \tag{9}$$

где $\tilde{Z}(x,t)$ и $\tilde{H}(x,t)$ описывают периодические по x малые отклонения от профилей $z(x)$ и $h(x)$, соответственно. В результате линеаризации получим уравнение, определяющее динамику функций $\tilde{Z}(x,t)$ и $\tilde{H}(x,t)$:

$$\begin{gathered}\partial_t\tilde{Z} = -\left(i\Omega + e^{i\alpha}h^*z\right)\tilde{Z} + \left(e^{-i\alpha}\tilde{H} - e^{i\alpha}z^2\tilde{H}^*\right)/2,\\ \tau\partial_t\tilde{H} = \partial_{xx}^2\tilde{H} - (1 + i\tau\Omega)\tilde{H} + \tilde{Z}.\end{gathered} \tag{10}$$

Представим возмущения $\tilde{Z}(x,t)$ и $\tilde{H}(x,t)$ в виде:

$$\begin{gathered}\tilde{Z}(x,t) = ae^{\lambda t - ikx} + b^*e^{\lambda^* t + ikx},\\ \tilde{H}(x,t) = ce^{\lambda t - ikx} + d^*e^{\lambda^* t + ikx},\end{gathered} \tag{11}$$

где $k = 2\pi m/L$, определяет моду возмущения $\tilde{Z}(x,t)$ и $\tilde{H}(x,t)$ с номером m. Подставляя (11) в (10), для каждого режима получим задачу на собственные значения λ. Результаты численного анализа устойчивости асинхронного и полностью синхронного режимов в зависимости от управляющих параметров α и τ представлены на рисунке 1. Пустая область означает, что соответствующий режим устойчив при любой длине L, область с одинарной штриховкой – устойчивость зависит от длины среды L, область с двойной штриховкой – режим неустойчив при любой длине L.

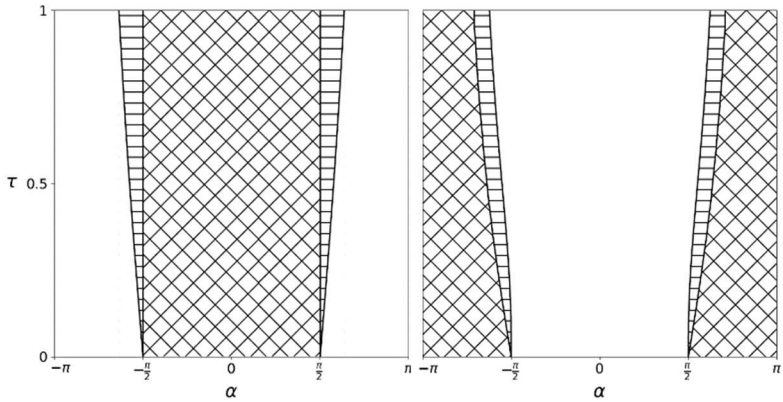


Рис. 1

Рассмотрим далее однокластерный химерный режим, который представляет собой простейшее неоднородное решение системы (3). Для их поиска подставим выражение (5) в систему (3). Получим систему относительно функций $z(x)$ и $h(x)$:

$$2i\Omega z = e^{-i\alpha}h - e^{i\alpha}h^*z^2, \tag{12}$$

$$h'' - (1 + i\tau\Omega)h(x) = -z. \tag{13}$$

Здесь штрихом обозначена производная по пространственной координате x. Разрешая уравнение (12) относительно z, возьмём одно из его решений:

$$z(x) = -e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h(x)|^2}\right)/h^*(x), \tag{14}$$

где $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$. Подставляя (14) в (13), мы получаем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка относительно комплексной функции $h(x)$:

$$h''(x) - (1 + i\tau\Omega)h(x) = e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h(x)|^2}\right)/h^*(x). \tag{15}$$

В рассматриваемой стационарном случае выражения периодических граничных условий (4) для интервала $[0; L]$, на котором распределены осцилляторы, принимаю вид: $h(0) = h(L)$ и $h'(0) = h'(L)$. Представим комплексную величину $h(x)$ в форме:

$$h(x) = r(x)e^{i\theta(x)}, \tag{16}$$

где $r(x)$ и $\theta(x)$ – вещественные функции. Однако в отличие от классического определения амплитуды и фазы комплексной функции мы будем предполагать, что $r(x)$ может принимать и отрицательные значения. В этом случае $\theta(x)$ не будет совершать $\pm\pi$ скачки в точках, где $r(x) = 0$, сохраняя свою гладкость в этих точках. Заметим, что функции $Z(x,t)$ и $H(x,t)$, а следовательно $z(x,t)$ и $h(x,t)$ определены с точностью до фазового сдвига. Таким образом, можно положить, что $\theta(0) = 0$.

Подставим (16) в (15), приравняем вещественную и комплексную части получившегося выражения к нулю, приходим к системе ОДУ третьего порядка:

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega}{r}\cos\beta - \frac{\sqrt{r^2-\Omega^2}}{r}\sin\beta, \tag{17}$$

$$q' = \tau r^2\Omega + \Omega\sin\beta + \sqrt{r^2 - \Omega^2}\cos\beta, \tag{18}$$

где $|r(x)| \geq |\Omega|$, в области синхронной динамики осцилляторов, и

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega+\sqrt{\Omega^2-r^2}}{r}\cos\beta, \quad (19)$$

$$q' = \tau r^2\Omega + (\Omega + \sqrt{\Omega^2 - r^2})\sin\beta, \quad (20)$$

где $|r(x)| \le |\Omega|$, в области частично синхронной динамики осцилляторов. Для удобства записи была введена замена переменных $q(x) = r^2(x)\theta'(x)$.

Уравнения (17) – (20) инвариантны относительно сдвига по пространственной координате x, а также относительно замен переменных $x \to -x, r(x) \to r(-x)$ и $q(x) \to -q(-x)$. Следовательно, частные решения могут быть найдены в классе симметричных функций $r(x)$ и антисимметричных функций $q(x)$ относительно точки $x = L/2$. Для таких решений, в силу периодических граничных условий, равенства $r'(0) = r'(L)$ и $q(0) = q(L)$ должны выполняться, только если $r'(x)$ и $q(x)$ принимают нулевое значение в точках $x = 0, x = L/2, x = L$.

Опишем процедуру поиска подобных решений. Система (17) – (20) определяется параметрами исходной системы (1), (2): $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$, τ, а также параметром стационарного решения Ω. Численно можно построить её периодические решения с начальными условиями $r(0) = r_0, \quad r'(0) = 0, \quad q(0) = 0$. Тогда длина такой траектории L будет определять длину среды, в которой существует стационарное решение (5) с частотой Ω и пространственным профилем $h(x)$, определяемым построенной траекторией. На рисунке 2 изображена устойчивая химера при $\alpha = 1.7, \tau = 0.295, L = 8.6326, \Omega = -0.64$. На фрагменте (а) показан разброс фазы осцилляторов в различные моменты времени. На фрагменте (б) показана эволюция абсолютного значения комплексного параметра порядка.

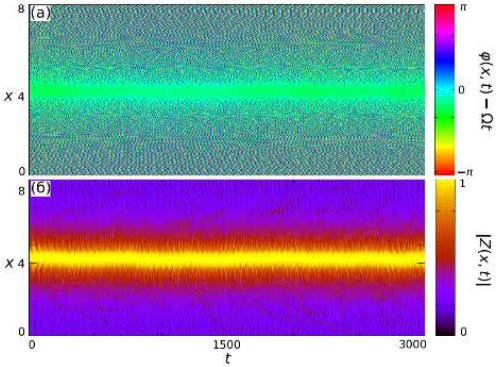


Рис. 2

В данной работе была исследована устойчивость синхронного и асинхронного состояний в зависимости от фазового сдвига и параметра временного масштаба. Показано, что химерные состояния могут существовать в случае отталкивающей связи.

Работы выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 19-12-00367). Анализ устойчивости проведен при поддержке РФФИ (проект 19-52-12053).

[1] Kuramoto Y., Battogtokh D. // Coexistence of Coherence and Incoherence in Nonlocally Coupled Phase Oscillators. Nonlinear phenomena in complex systems. 2002. Vol. 5, No. 4. pp. 380-385.
[2] Panaggio M.J., Abrams D.M. // Nonlinearity. 2015. Vol. 28. P. R67–R87.
[3] Shima S.I., Kuramoto Y. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 18. P. 036213.
[4] Ott E., Antonsen T.M. // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙРОНОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА С ВОЗБУДИМЫМ И АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫМ РЕЖИМОМ

Д.И. Большаков, В.П. Деревяшкин, М.А. Мищенко,

В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Моделирование динамики нейронов и их сетей остается важным инструментом для понимания физиологии работы мозга и нервной системы. Кроме того, осознание принципов работы мозга в перспективе откроет возможность работать над нейроподобными компьютерами на принципиально новой архитектуре и лечить болезни, связанные с нервной системой, в том числе путём нейропротезирования. Создание аппаратных моделей нейронов актуально на сегодняшний день именно по причине высокого интереса к нейроморфным электронным устройствам. Создание же аппаратной модели на основе системы фазовой автоподстройки частоты (далее ФАПЧ) особо актуально, тем, что системы ФАПЧ очень распространены в радиотехнике и легкодоступны.

В работе [1] была описана модель такого нейроподобного генератора на основе ФАПЧ с полосовым RC-CR фильтром, в которой имеются состояния равновесия при параметре расстройки частоты системы $\gamma < 0$ за счёт включения в цепь полосового фильтра параллельно дифференцирующему звену электронно-управляемого ключа с управляющей петлёй слежения за сигналом. В остальном пространстве параметров наблюдаются различные автоколебательные режимы, соответствующие различным предельным циклам разной кратности в цилиндрическом фазовом пространстве. Таким образом при параметре $\gamma < 0$ система способна работать в возбудимом режиме, а при $\gamma > 0$ – в автоколебательном. Динамика нейроподобного генератора с автоколебательным режимом была подробно рассмотрена в работах [2, 3].

Так же в работе [1] были записаны системы дифференциальных уравнений (1) и (2), характеризующих динамику аппаратной реализации нейроноподобного генератора в автоколебательном и возбудимом режиме соответственно.

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = y\,, \qquad \frac{\partial y}{\partial\tau} = z,$$
$$3\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{\partial z}{\partial\tau} = (\gamma - y)(2d+1) - z(\varepsilon_1(2d+1) + 3\varepsilon_2) - dsin(\varphi) - 2\varepsilon_2\cos(\varphi) \qquad (1)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = y\,, \qquad \frac{\partial y}{\partial\tau} = z,$$
$$2\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{\partial z}{\partial\tau} = (\gamma - y)(d+1) - z(\varepsilon_1(d+1) + 2\varepsilon_2) - \varepsilon_2\cos(\varphi), \qquad (2)$$

где параметры ε_1, ε_2 являются параметрами инерционности фильтра, параметр γ является параметром начальной частотной расстройки системы, а параметр d являестя безразмерным параметром введенным для упрощения записи и приведения систем (1) и (2) к единым параметрам. Данные параметры вычисляются согласно уравнениям (3).

$$d = \frac{R+R_2}{R}, \varepsilon_i = \Omega R_i C_i, \gamma = \frac{\omega_{ref}-\omega_{vco}}{\Omega} \quad (3)$$

В рамках исследования аппаратной реализации нейроподобного генератора на основе системы ФАПЧ, описанной в работе [1], было проведено исследование областей существования различных режимов автоколебаний модели при параметре $\gamma > 0$ и проведено разбиение пространства параметров на области существования этих режимов. Пример осциллограмм нескольких из возможных режимов колебаний системы представлен на рисунке 1, разбиение пространства параметров на области приведено на рисунках 2, 3. Для каждой области можно сопоставить количество колебаний в пачке с кратностью предельного цикла в цилиндрическом фазовом пространстве. Результаты, полученные в экспериментальном исследовании данной модели нейроподобного генератора на основе системы ФАПЧ качественно похожи на результаты исследований в работе [2].

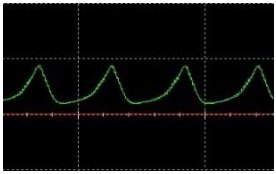


Рис. 1(а). Пример осциллограммы режима автоколебаний с одним импульсом в пачке

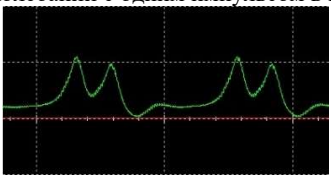


Рис. 1(б). Пример осциллограммы режима автоколебаний с двумя импульсами в пачке



Рис. 1(в). Пример осциллограммы режима автоколебаний с четырьмя импульсами в пачке

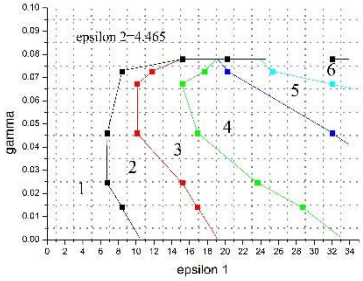


Рис. 2. Границы режимов автоколебаний системы при фиксированном параметре ε_2

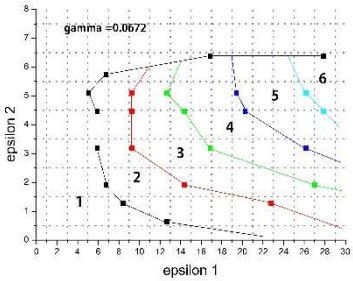


Рис. 3. Границы режимов автоколебаний системы при фиксированном γ

Далее проводилось исследование модели в возбудимом режиме при $\gamma < 0$. В возбудимом режиме модель нейроподобного генератора находится в состоянии равновесия. Для того, чтобы система покинула состояние равновесия, необходимо оказать воздействие на генератор. Данное воздействие может быть направлено на изменение устойчивости состояния равновесия, что может быть осуществлено путем изменения значений параметров ε_1, ε_2, либо на исчезновение данного состояния равновесия, что легко достигается изменением значения параметра γ в положительную сторону. Далее мы будем рассматривать именно этот способ воздействия, рассмотренный в работе [4].

Из работы [4] известно, что можно кратковременно изменять параметр γ путём подачи прямоугольного возбуждающего импульса. Следовательно, при подаче достаточно большого по амплитуде и достаточно длительного импульса можно кратковременно вывести систему из состояния равновесия и получить генерацию колебаний. Также в работе [4] было показано, что ключевую роль играет площадь подаваемого воздействия.

В рамках исследования была получена минимальная пороговая площадь возбуждающего импульса $S = A * t = 0{,}3$ В*мс, достаточная для генерации колебания при $\gamma = 0$, где A – амплитуда импульса, t – длительность импульса. На рисунках 4 и 5 представлены осциллограммы с выхода петли управления ФАПЧ, при площадях возбуждающего импульса меньше пороговой и равной пороговой соответственно. Параметры ε при измерении: $\varepsilon_1 = 6{,}754$, $\varepsilon_2 = 4{,}465$.

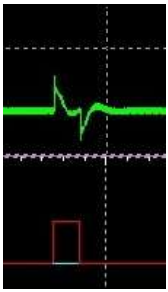


Рис. 4. Осциллограмма при значении S меньше пороговой

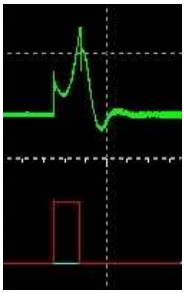


Рис. 5. Осциллограмма при значении S равной пороговой

Далее была получена зависимость минимальной площади импульса, необходимого для возбуждения ответа в нейроподобном генераторе, от значения параметра γ, определяющего удаленность устойчивого состояния равновесия от границы автоколебательного режима. График зависимости представлен на рисунке 6. При уменьшении γ нужно подавать больший по площади импульс, для выведения системы из состояния равновесия.

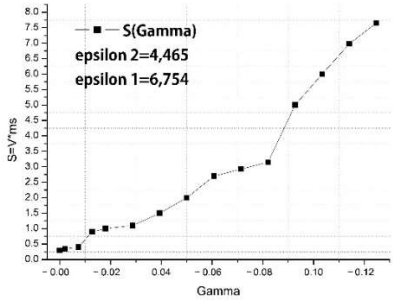


Рис. 6. Зависимость порогового значения S от параметра γ

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-23001 мк.

[1] Большаков Д.И., Мищенко М.А., Матросов В.В. // Труды XXIII Научной конференции по радиофизике. ННГУ, 2019. С. 214.
[2] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4, с. 122.
[3] Мищенко М.А., Большаков Д.И., Матросов В.В. // Письма в ЖТФ, 2017. Т. 43, вып. 13. С. 10.
[4] Мищенко М.А., Жукова Н.С., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика, 2018. Т. 26, вып. 5. С. 6.

ВРАЩАТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ С ПОТЕРЕЙ СИММЕТРИИ В ЦЕПОЧКЕ СВЯЗАННЫХ МАЯТНИКОВ

Д.С. Хорькин[1)], М.И. Болотов[1)], В.О. Муняев[1)], Л.А. Смирнов[2, 1)], Г.В. Осипов[1)]

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

Синхронизация – один из основных динамических эффектов, наблюдаемых в ансамблях и сетях связанных осцилляторов. Известно, что даже слабая связь в системе идентичных элементов может привести к полной синхронизации фаз и частот [1]. Однако в силу явления потери симметрии в популяциях идентичных элементов, в то время как существует полностью синхронный режим, могут реализовываться решения, в которых состояния некоторых элементов могут отличаться друг от друга [2].

В данной работе мы рассматриваем вращательные режимы с потерей симметрии в цепочке связанных маятников. Многие из этих состояний появляются в результате развития неустойчивости синфазного вращательного режима [3, 4]. В случае малой диссипации наш теоретический анализ позволяет находить границы областей неустойчивости синфазного режима, определять тип установившегося несинфазного вращательного движения для цепочек с произвольным количеством маятников. Аналитические результаты подтверждены в рамках прямого численного моделирования цепочки.

Рассмотрим цепочку N связанных идентичных маятников ($n = 1,2, \dots, N$), описываемую системой уравнений:

$$\ddot{\varphi}_n + \lambda\dot{\varphi}_n + \sin\varphi_n = \gamma + k[\sin(\varphi_{n+1} - \varphi_n) + \sin(\varphi_{n-1} - \varphi_n)]. \qquad (1)$$

В качестве граничных условий для (1) примем свободные концы, т.е. $\varphi_0 = \varphi_1, \varphi_N = \varphi_{N+1}$. Здесь λ – коэффициент диссипации, γ – постоянный вращательный момент, параметр k характеризует силу связи между элементами. Очевидно, что в системе (1) существует синфазный вращательный режим $\varphi_1(t) = \varphi_2(t) = \cdots = \varphi_N(t) = \phi(t)$. Линеаризуя (1) в окрестности $\phi(t)$ и переходя в полученной системе линейных дифференциальных уравнений к нормальным координатам, можно показать, что существует $N - 1$ моды ($\psi_n, n = 1,2, \dots, N-1$), которые приводят к неустойчивости синфазного режима при некоторых значениях управляющих параметров. Данные моды удовлетворяют системе дифференциальных уравнений:

$$\ddot{\psi}_n + \lambda\dot{\psi}_n + k[\cos\phi(t) - k\mu_n(N)]\psi_n = 0, \qquad (2)$$

где набор коэффициентов $\mu_n(N)$ определяется следующим выражением:

$$\mu_n(N) = 2(1 - \cos(\pi n/N)). \qquad (3)$$

Для системы (2) на основе результатов, представленных в нашей предыдущей работе [4], можно определить набор $N - 1$ интервалов $(k_1^{(n)}, k_2^{(n)})$, где синфазный режим является неустойчивым. Границы интервалов неустойчивости определяются выражениями:

$$k_{1,2}^{(n)} = \frac{1}{4\mu_n(N)}\left[\frac{\gamma^2}{\lambda^2} \mp 2\sqrt{1-\gamma^2} + \frac{1}{2}\frac{\lambda^2}{\gamma^2}\right] + O\left(\frac{\lambda^4}{\gamma^4}\right). \qquad (4)$$

Будем считать, что элементы цепочки образуют кластер, если их фазы совпадают. Тогда реализующийся в системе режим будем обозначать как $(a_1 : a_2 : \ldots : a_M)$, если в цепочке есть M кластеров с a_m элементов в кластере с номером m. При этом, синфазный режим $\phi(t)$ в цепочке из N элементов будет обозначаться как $(N : 0)$.

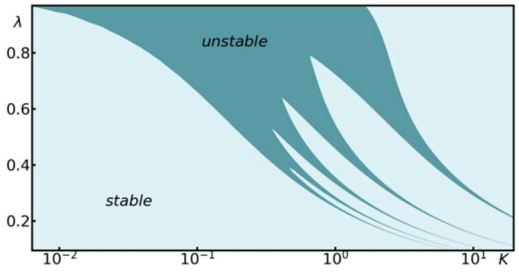


Рис. 1

Рассмотрим далее устойчивость синфазного вращательного режима $\phi(t)$. На рисунке 1 изображено разбиение плоскости параметров (k, λ) на области, где синфазный режим $\phi(t)$ устойчив и неустойчив, для цепочки из $N = 6$ элементов при фиксированном значении параметра $\gamma = 0.97$. Можно заметить, что при увеличении параметра диссипации области неустойчивости начинают сливаться друг с другом, пока не превратятся в одну. При этом выражения (4) с высокой степенью точности описывают границы областей неустойчивости при малых значениях параметра диссипации.

Проанализируем динамику вращательных режимов в цепочке из $N = 6$ маятников в зависимости от параметра k при $\lambda = 0.3$, $\gamma = 0.97$. На рисунке 2 показаны типы несинфазных вращательных режимов, реализующихся внутри областей неустойчиво-

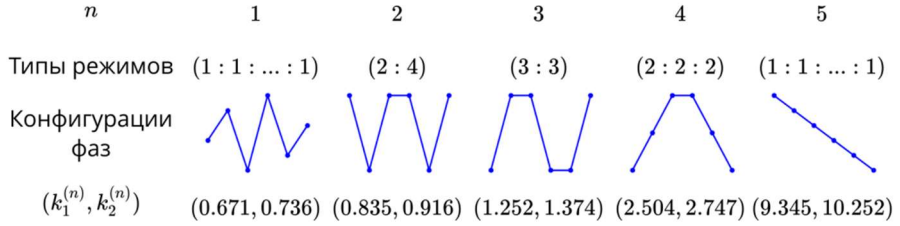


Рис. 2

сти синфазного движения $\phi(t)$. Фрагменты, отвечающие конфигурациям фаз, показывают относительное расположение фаз элементов цепочки при реализации соответствующего несинфазного вращательного режима.

Для того чтобы количественно описывать вращательные режимы введём следующий параметр синхронности Ξ:

$$\Xi = \frac{1}{N(N-1)} \sum_{n_1, n_2 = 1}^{N} \max_{0 \le t \le T} \left| \dot{\varphi}_{n_1}(t) - \dot{\varphi}_{n_2}(t) \right|, \qquad (5)$$

который характеризует степень фазовой синхронизации вращательного движения. Значение $\Xi = 0$ показывает, что рассматриваемый нами вращательный режим является синфазным, значения $\Xi > 0$ говорят о реализации несинфазного вращательного движения.

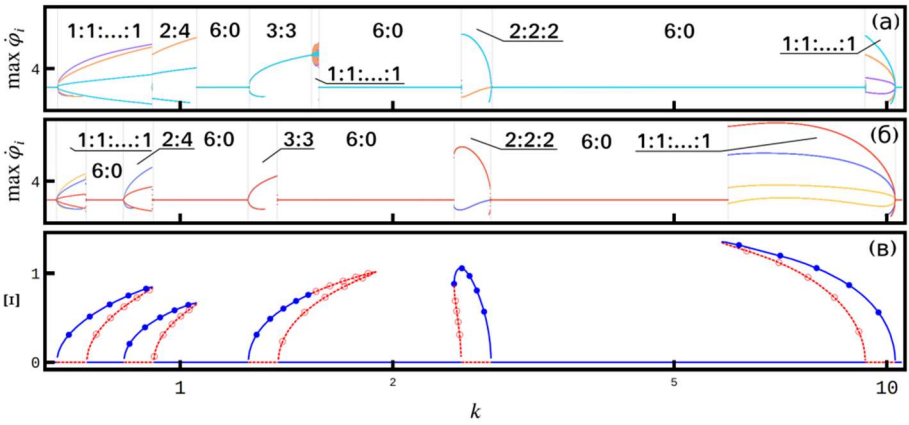


Рис. 3

На фрагментах (а) и (б) рисунка 3 изображены локальные максимумы мгновенных частот осцилляторов, полученные с помощью наследования начальных условий при увеличении и уменьшении параметра k, соответственно. На фрагменте (в) рисунка 3 представлена бифуркационная диаграмма вращательных режимов, на которой круглыми маркерами показаны 4π-периодические вращательные режимы, закрашенные маркеры соответствуют устойчивым вращательным движениям, полые маркеры – неустойчивым, линия без маркеров соответствует синфазному вращательному режиму, сплошная – устойчивому, пунктирная – неустойчивому. При увеличении параметра k синфазное периодическое вращательное движение $\phi(t)$ претерпевает бифуркацию удвоения периода ($k \approx 0.668$). При этом из устойчивого синфазного 2π–периодического движения рождается устойчивое 4π-периодическое движение $(1:1:\ldots:1)$, а 2π-периодическое синфазное движение теряет свою устойчивость. На бифуркационной диаграмме видно (см. рис. 3в), что существует также неустойчивое несинфазное 4π-периодическое движение $(1:1:\ldots:1)$, которое рождается из синфазного неустойчивого 2π-периодического движения в результате субкритической бифуркации удвоения периода ($k \approx 0.736$), при этом синфазное 2π-периодическое движение вновь становится устойчивым. Далее при увеличении параметра k устойчивое и неустойчивое 4π-периодические вращательные движения $(1:1:\ldots:1)$ сливаются и исчезают в результате седлоузловой бифуркации ($k \approx 0.911$). Аналогичные бифуркации происходят с вращательными движениями типа $(2:4)$, $(2:2:2)$, $(1:1:\ldots:1)$. Отметим особенность, наблюдающуюся у вращательного движения типа $(3:3)$. Здесь при увеличении параметра k происходит бифуркация Неймарка-Сакера ($k \approx 1.543$), когда пара комплексно сопряжённых мультипликаторов Флоке пересекает единичную окружность. В результате данной бифуркации 4π-периодический вращательный ре-

жим $(3:3)$ теряет свою устойчивость, и замкнутая периодическая траектория превращается в тор, о чем свидетельствует большое число локальных максимумов частот осцилляторов (см. рис. 3а). При дальнейшем увеличении параметра k неустойчивые 4π-периодические вращательные движения $(3:3)$ сливаются и исчезают в результате седлоузловой бифуркации ($k \approx 1.894$). Можно заметить, что при $k \in (0.83, 0.911)$ в системе имеет место бистабильность несинфазных вращательных движений, в результате которой в зависимости от начальных условий в системе может реализоваться $(1:1:\ldots:1)$ или $(2:4)$ 4π-периодическое вращательное движение.

В работе была рассмотрена вращательная динамика в цепочке локально связанных маятников в области параметров, где синфазное вращательное движение является неустойчивым. В случае малой диссипации наш теоретический анализ позволяет найти границы области неустойчивости синфазного вращательного режима и определять типы несинфазных вращательных движений для цепочки произвольной длины. Увеличение параметра диссипации приводит к уменьшению областей неустойчивости синфазного режима. Продемонстрировано наличие бистабильности вращательных движений.

Работы выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 19-12-00367) и РФФИ (проект 19-52-12053).

[1] Pikovsky A.S., Rosenblum M.G., Kurths J. Synchronization. A Universal Concept of Nonlinear Sciences – Cambridge: Cambridge University Press, 2001.
[2] Motter A.E. // Nature Physics. 2010. Vol. 6. P. 164-165.
[3] Smirnov L.A., Kryukov A.K., Osipov G.V., Kurths J. // Regul. Chaot. Dyn. 2016. Vol. 21, № 7-8. P. 849.
[4] Bolotov M. I., Munyaev V. O., Kryukov A. K., Smirnov L. A., Osipov G. V. // Chaos. 2019. Vol 29, № 3. P. 033109.

ЭФФЕКТЫ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ СЕТИ С ПЕРЕКРЫВАЮЩИМИСЯ СВЯЗЯМИ

Н.С. Ковалева, М.А. Мищенко, В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, сочетающая в себе временное хранение и манипулирование информацией. Рабочая память отличается от долговременной памяти, которая является отдельной частью системы памяти огромного объема и хранит информацию в относительно стабильной форме. В парадигме отложенного ответа некоторый предоставленный стимул сохраняется в памяти в течение нескольких секунд во время выполнения какой-либо задачи. В течение этого времени была обнаружена повышенная активность нейронов, которая отвечает за этот стимул, поэтому считается, что нейроны напрямую связаны с механизмами рабочей памяти [1].

В данной работе предполагается, что элемент поддерживается в состоянии рабочей памяти путем кратковременной синаптической фасилитации, опосредованной повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент. Действие такого механизма исследовано с помощью рекуррентной сети нейронов- пороговых интеграторов.

Сеть состоит из N_E возбуждающих и N_I тормозных нейронов. Подпороговая динамика деполяризации описывается уравнением:

$$\tau_m V_i = -V_i + I_i^{(rec)}(t) + I_i^{(ext)}(t), \quad (1)$$

где $i = 1, N_E + N_I$ - номер нейрона, τ_m – постоянная времени мембраны, $I_i^{(ext)}$ – 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:

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_j \widehat{J_{ij}}(t) \sum_k \delta\left(t - t_k^{(j)}\right), \quad (2)$$

где $\widehat{J_{ij}}(t)$ – мгновенная эффективность синапса, соединяющего нейрон j с нейроном i; t_k – все времена импульсов (j) пресинаптического нейрона j.

Уравнения синаптической пластичности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j(t) &= \frac{U - u_j(t)}{\tau_F} + U[1 - u_j(t)] \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}), \\ \dot{x}_j(t) &= \frac{U - x_j(t)}{\tau_D} + u_j(t) x_j(t) \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}), \end{aligned} \quad (3)$$

где u – синаптическая эффективность, x – синаптический ресурс.

Мгновенная эффективность синапса:

$$\widehat{J_{ij}}(t) = J_{ij} u_j(t) x_j(t), \quad (5)$$

где J_{ij} – абсолютная синаптическая эффективность связи между возбуждающими нейронами. Для остальных нейронных связей - $\widehat{J_{ij}} = J_{ij}$.

Внешние токи моделируются как гауссовский белый шум:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \qquad (6)$$

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. Сеть содержит 8 кластеров, в каждом из которых содержится 70 возбуждающих нейронов (1-560 нейроны), 20% сети – тормозные нейроны (801-1000 нейроны), остальные элементы сети – возбуждающие нейроны, не входящие в кластеры, вероятность установления синаптического контакта – 20%, время восстановления синаптической эффективности 1500 мс, время восстановления синаптических ресурсов 200 мс. На рис. 1 показана динамика сети в зависимости от времени, 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.

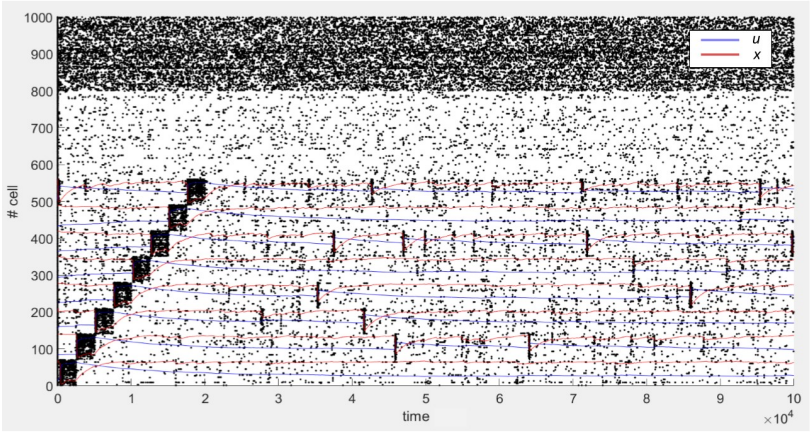


Рис. 1

Исследовано влияние фоновой активности на емкость рабочей памяти. Значительное увеличение фонового ввода приводит к рабочей памяти с асинхронной повышенной активностью в целевой популяции.

В работе [2] оценивалась емкость рабочей памяти частотной модели в зависимости от временных параметров синаптической пластичности. В данной работе проведено исследование влияния параметров времени восстановления уровня кальция τ_f и времени восстановления нейропередатчиков τ_d на количество сохраненных образов в

спайковой модели сети. При различных комбинациях параметров возможно сохранение различного количества образов, при этом при больших значениях параметра τ_d отмечено, что образы почти не сохраняются. При изменении синаптических времен меняется количество активных кластеров.

Исследовано влияние количества перекрывающихся связей между кластерами на динамику сети рабочей памяти. Рассмотрена сеть из 1000 нейронов, состоящая из 2 одинаковых кластеров возбуждающих нейронов, занимающих вместе 50% сети, 20% сети – тормозные нейроны, остальные нейроны – сторонние положительно воздействующие нейроны. Вероятность синаптического контакта тормозных нейронов с возбуждающими – 70%, в остальных случаях – 20%. В сеть загружаются образы посредством последовательного воздействия на кластеры, сначала воздействуя на первые 250 нейронов первого кластера, затем на последние 250 нейронов второго кластера (рис. 2).

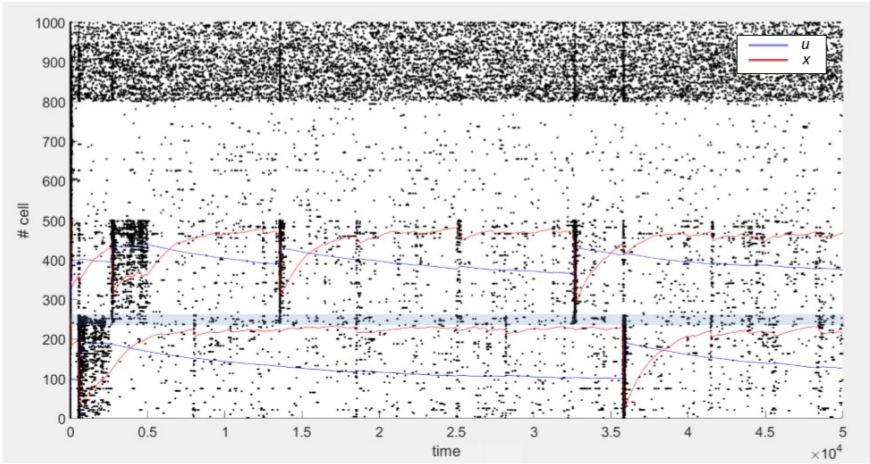


Рис. 2

Отмечено, что несмотря на наличие перекрывающихся связей при воспроизведении образов сохраняется разграничение между кластерами, синхронная активность одного кластера при воспроизведении образа не активирует нейроны другого кластера посредством пересекающихся связей. Таким образом, рассматриваемая система является грубой и не требует жесткого разграничения кластеров и все результаты, полученные для непересекающихся кластеров, могут быть адаптированы для случая с перекрытием популяций.

Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках проекта 18-11-00294.

[1] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319, № 5869. P. 1543.
[2] Mi Y., Katkov M., Tsodyks M. // Neuron. 2017. Vol. 93, № 2. P. 323.

АСТРОЦИТАРНО-ИНДУЦИРОВАННАЯ ПЕРЕМЕЖАЮЩАЯСЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ НЕЙРОНОВ В МАЛЫХ АНСАМБЛЯХ

С.Ю. Маковкин, С.Ю. Гордлеева, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе изучается минимальная конфигурация нейрон-астроцитного ансамбля, состоящую из двух пар нейронов и астроцитов. Схематическое представление топологии ансамбля нейрон-астроцитов показано на рис. 1. Динамика внутриклеточной концентрации Ca^{2+} в астроците описывается моделью Уллаха-Юнга [1], мембранный потенциал нейрона описывается моделью Ходжкина-Хаксли [2] с модификацией Майнена для мозга млекопитающих [3].

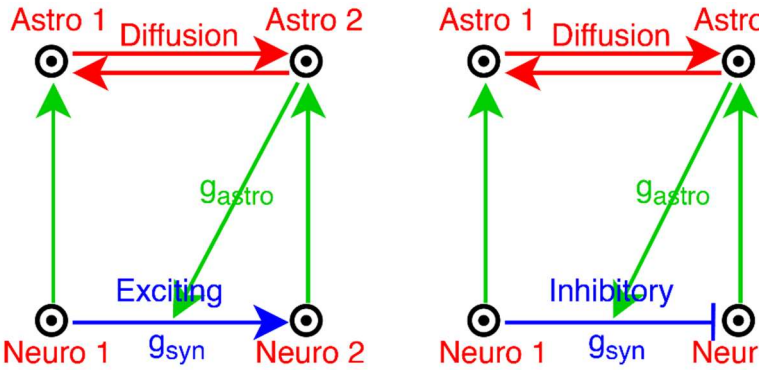


Рис. 1

Динамика мембранного потенциала описывается моделью Х-Х [2].

Нелинейные функции для воротных переменных α_x, β_x, задаются с помощью модификации Майнена [3].

Возбуждающая или ингибирующая однонаправленная нелинейная связь пресинаптического (ведущего) нейрона с постсинаптическим (подчиненным) нейроном осуществляется синаптическим током I_{syn_2}.Этот ток отражает кинетику химического синапса.

Переменные состояния i-го астроцита включают: внутриклеточную концентрацию Ca^{2+}, долю активированных рецепторов $IP3$ в эндоплазматическом ретикулуме и внутриклеточную концентрацию инозит-1,4,5-трифосфата(IP_3), $IP3_i$. Они задаются уравнениями модели астроцита Уллаха-Юнга.

Повышение уровня кальция в астроцитах вызывает высвобождение глиотрансмиттеров, таких как глутамат, ГАМК, АТФ и D-серин. Глиотрансмиттер может модулировать синаптическую силу путём связывания с пре- или постсинаптическими терминалами. Среди разнообразных экспериментальных проявлений разных глиотрансмиттеров [4] мы остановимся на эффекте астроцитарно-индуцированного

усиления синаптической передачи. Этот эффект описан с помощью модели, предложенной в [5].

Подробное биофизическое описание нейрон-астроцитарного взаимодействия можно найти в статье [6], [7].

Нелинейный анализ динамики одиночного астроцита $(5, 6)$ и одиночного нейрона X-X описан в [8] и [9] соответственно.

Для каждого из двух колеблющихся синаптически связанных нейронов мы рассчитываем мгновенную частоту $\nu(t)$, определенную как обратная величина интервала (периода) между пиками спайков (ISI):

$$\nu(t) = (ISI(t))^{-1}. \quad (2)$$

Также мы определяем относительную фазу потенциалов действия $\Delta\phi_{1,2}$, как сдвиг во времени между ответным (постсинаптическим) спайком $t_{post}(n)$ и соответствующим предшествующим спайком в пресинаптическом нейроне $t_{pre}(n)$:

$$\Delta\phi_{1,2} = 2\pi * \frac{t_{post}(n) - t_{pre}(n)}{T}. \quad (2)$$

T – самый длинный период колебаний между пре- или постсинаптическим спайком нейронов, а $n = 1, 2, ...$, отвечают за индекс постсинаптического колебания. Мы считаем, что нейроны синхронизируются во временном интервале, t_s, если отсутствуют сдвиги по фазе на этом интервале и разница между мгновенными частотами нейронов была меньше, чем 1%: $|\nu_2(t_i) - \nu_1(t_i)| < 0.2$. Мы суммируем все такие временные интервалы, когда нейроны синхронизированы во время t_s, нормированное по всему времени наблюдения, t_{tot}, и получаем относительное время синхронизации $\frac{t_s}{t_{tot}}$. Когда относительное время синхронизации равно 1, два нейрона синхронизируются все время наблюдения.

Было обнаружено, что астроцитарная модуляция синаптической связи нейронов улучшает синхронизацию между колеблющимися нейронами. Влияние астроцитов на динамику пары связанных нейронов заключается в стимуляции синхронизации колебательной активности нейронов за счет управляемого астроцитами увеличения нейрональной синаптической силы связи. Пример вызванной астроцитами синхронизации показан на рис. 2. Первоначально колебания нейронов вызывают колебания кальция в астроците. При достижении порога внутриклеточной концентрации Ca^{2+}, астроцит усиливает синаптическую силу связи между нейронами, и они синхронизируются в противофазе на интервале времени, равном длительности импульсов кальция в астроците. В отсутствие астроцитарного воздействия система проявляет биения из-за расстройки частоты между связанными осцилляторами (рис.2 (b)). На рис. 2 серые области показывают временные интервалы синхронизации (t_s). a) Режим фазовой синхронизации. b) Асинхронный режим (биения). c) Спайки двух связанных нейронах. d) Мгновенные частоты нейронов. Для (a-d) синий цвет соответствует пресинаптическому нейрону, красный цвет – постсинаптическому. e) Относительные фазы. f) Один период динамики увеличения внутриклеточной концентрации кальция в астроците. Красная пунктирная линия показывает порог активации для астроцитарного влияния на синаптическую силу связи.

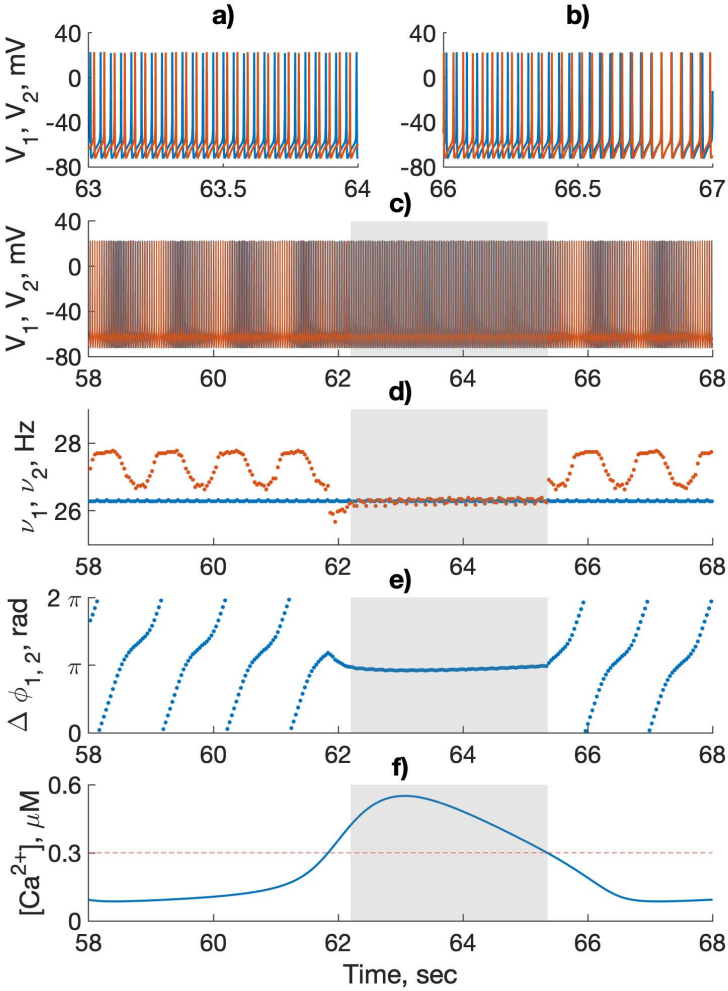


Рис. 2

В заключение, мы выявляем следующие результаты исследования. Астроциты вместе с синаптически связанными нейронами образуют замкнутый контур, в котором

эффективная сила связи элементов зависит от временной динамики элементов системы. Астроцит может вызывать прерывистую (периодическую) синхронизацию пары синаптически связанных колеблющихся нейронных осцилляторов Х-Х на временной шкале. Такой эффект может быть существенным для динамики всей сети и астроцит может влиять на передачу сигнала в тысячи синапсов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Соглашение № 074-02-2018-330(1).

[1] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A. H. 2006. Anti-phase calcium oscillations in astrocytes via inositol (1,4,5)-trisphosphate regeneration. // Cell Calcium Vol. 39, № 3. P 197.
[2] Hodgkin A. L., Huxley A. F. 1952. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve. // The Journal of physiology. Vol. 117 (4). P 500.
[3] Mainen Z. F., Joerges J., Huguenard J. R., Sejnowski T. J. 1995. A model of spike initiation in neocortical pyramidal neurons. // Neuron. Vol. 56, № 6. P. 1427.
[4] Araque A., Carmignoto G., Haydon P. G., Oliet S. H., Robitaille R., and Volterra A. 2014. Gliotransmitters travel in time and space. // Neuron. Vol. 81, № 4. P. 728.
[5] Kanakov O., Gordleeva S., Ermolaeva A., Jalan S., Zaikin A. 2019. Astrocyte-induced positive integrated information in neuron-astrocyte ensembles. // Physical Review E. Vol. 99, № 1. P. 012418.
[6] Gordleeva S. Y., Lebedev S. A., Rumyantseva M. A., Kazantsev V. B. 2018. Astrocyte as a detector of synchronous events of a neural network. // JETP Letters. Vol. 107, № 7. P. 440.
[7] Pankratova E. V., Kalyakulina A. I., Stasenko S. V., Gordleeva S. Y., Lazarevich I. A., Kazantsev V. B. 2019. Neuronal synchronization enhanced by neuron–astrocyte interaction. // Nonlinear Dynamics, Vol. 97, № 1. P.647.
[8] Matrosov V., Gordleeva S., Boldyreva N., Ben-Jacob E., Kazantsev V. 2018. Emergence of regular and complex calcium oscillations by inositol 1, 4, 5-trisphosphate signaling in astrocytes. // Computational Glioscience. Vol. 1. P. 151.
[9] Kazantsev V. B., Asatryan S. Y. 2011. Bistability induces episodic spike communication by inhibitory neurons in neuronal networks. // EPL (Physical Review E). Vol. 84, № 3. P. 031913.

ХАРАКТЕР ФЛУКТУАЦИЙ В КОНКУРЕНТНОЙ СТРАТЕГИИ ОБУЧЕНИЯ КОЛЛЕКТИВНОГО КЛАССИФИКАТОРА

А.А. Сутягин, О.И. Канаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Задачи классификации возникают в рамках разнообразных приложений. Для классификации изучаемых объектов или событий используется классификатор – алгоритм, использующий набор признаков для определения принадлежности к классу или создающий вектор оценок принадлежности к каждому из классов. Для классификации событий на две группы используется бинарный классификатор, выбирающий из двух взаимоисключающих гипотез, от которых зависит вероятностное распределение в пространстве входных данных. В случае, если эти распределения вероятностей известны, оптимальное решение определяется правилом Байеса. Если вероятности неизвестны, но имеется набор обучающих примеров — входных данных с указанием «правильного ответа», то задача классификации преобразуется в задачу машинного обучения.

По мере развития синтетической биологии возникла проблема построения обучаемого классификатора. Решение этой проблемы – создание коллективного классификатора [1]. В этом случае классификатор представляет собой ансамбль простых элементов, имеющих фиксированные, но различные параметры. Обучение такого классификатора происходит путём изменения состава ансамбля – селекции. Стратегия обучения, основанная на конкуренции между типами клеток с различными параметрами, при увеличении количества обучающих примеров, в некоторых случаях позволяет достичь вероятности правильной классификации, близкой к значению, определяемому правилом Байеса. При этом стратегия [1] имеет неизбежный недостаток, обусловленный принципом Гаузе, вследствие которого выживает только один тип клеток, что препятствует применению стратегии для решения сложных задач классификации.

Для решения проблемы, связанной с принципом Гаузе, была предложена стратегия обучения, позволяющая реализовать режим сосуществования [2]. Для реализации механизма используется популяционная динамика типов клеток, описываемая уравнениями

$$\dot{n}_i = \lambda_i n_i (1 - \frac{1}{N_c}\sum_k n_k) - (1-\lambda_i)\frac{n_i^2}{N_c}, \qquad (1)$$

где n_i – концентрация i-го типа клеток, $i = 1 \dots s$, где s – количество типов клеток, λ_i – коэффициенты выживаемости для i-го типа клеток, N_c – «ёмкость среды». Обучение коллективного классификатора происходит путём изменения состава образующей его популяции клеток на основании последовательности обучающих примеров. В данной модели помимо конкуренции за общий ресурс также обеспечивается внутривидовая конкуренция. В алгоритме обучения такая конкуренция реализуется путём попарного сравнения клеток и последующего вероятностного копирования или удаления клетки с вероятностями, зависящими от результата сравнения. Система (1) имеет устойчивое состояние равновесия, которое и определяет собой результат обучения:

$$n_i = N_c \frac{\lambda_i}{1-\lambda_i}\left(\sum_k \left(\frac{1}{1-\lambda_k}\right) - (s-1)\right)^{-1}. \quad (2)$$

Таким образом, состав обученного ансамбля определяется параметрами λ_i, значения которых в непрерывной модели задаются выражением

$$\lambda_i = \frac{W_+}{2(W_+ + W_-)}, \quad (3)$$

где W_+ и W_- – функции условной плотности вероятности, соответствующие двум классам.

Алгоритм для реализации стратегии обучения и результаты моделирования

Для реализации механизма конкуренции с сосуществованием создаётся «среда», представляющая собой набор ячеек, в которых размещены клетки различного типа, при этом возможно наличие пустых ячеек. Обучение состоит из последовательных шагов, каждому из которых для установления соответствия с непрерывной динамикой (1) приписывается условная длительность (малый параметр) dt. Каждый шаг состоит из следующих действий, выполняемых для каждой клетки (непустой ячейки):

- Копирование текущей клетки с вероятностью $\lambda_i dt$ в пустую ячейку.
- Сравнение текущей клетки с содержимым другой случайно выбранной ячейки
- Если тип клеток совпал, выполняется операция удаления с вероятностью dt
- Если тип клеток не совпал, выполняется операция удаления с вероятностью $\lambda_i dt$

Вероятности, связанные с параметрами выживаемости λ_i, реализуются в алгоритме селекции специальным случайным испытанием на основе обучающих примеров. Каждый тип клеток имеет собственную функцию отклика в виде треугольного пика, положение которого зависит от типа клетки, а отклик ансамбля определяется как суммарный отклик всех клеток [3].

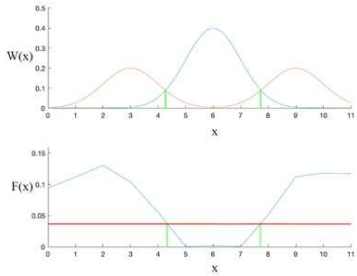


Рис. 1

Отклонения динамики дискретной модели от предсказаний непрерывной модели (1) носят характер случайных флуктуаций. При этом результаты моделирования [3] показывают хорошее соответствие между непрерывной и дискретной моделями, а также между байесовским классификатором (см. верхнюю панель; ответ определяется тем, какая из функций $W_+(x)$ и $W_-(x)$ имеет большее значение для входного x). и обученным коллективным классификатором (см. нижнюю панель на рис. 1; ответ определяется сравнением отклика классификатора $F(x)$, с известным из теории порогом, который обозначен горизонтальной прямой).

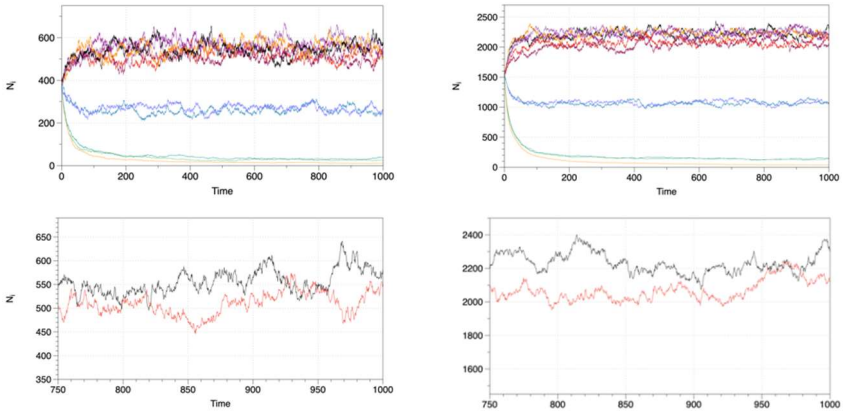


Рис. 2

Характер флуктуаций при изменении параметров стратегии обучения

Применительно к стохастической дискретной модели, вместо устойчивого состояния равновесия можно говорить о стационарном марковском процессе. На рис. 2 представлена динамика популяции всех типов клеток для $N = 5000$ (слева) и N=20000 (справа) при $t = 1000$, а также динамика клеток $i = 3; 12$ на отрезке $t \in [750; 1000]$, на котором соответствующий процесс можно принять за стационарный.

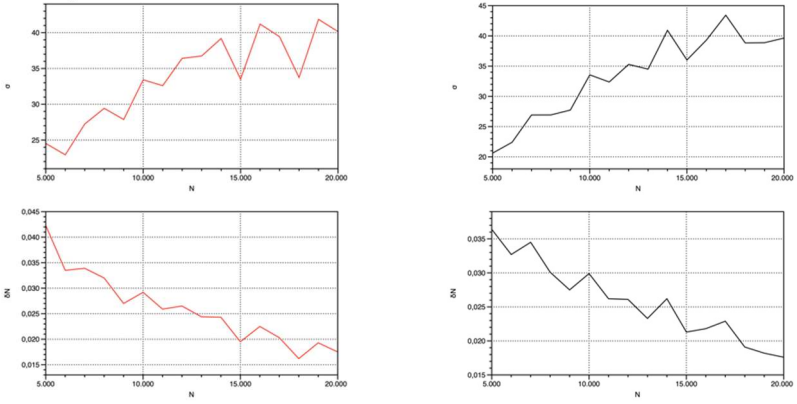


Рис. 3

В условиях численного эксперимента, аналогичных использованным в [3], проведено исследование характера зависимости флуктуаций от численности клеток N. При увеличении общего количества клеток наблюдается увеличение флуктуаций по абсолютной величине, при этом их относительная величина спадает. Зависимости абсо-

лютной и относительной величин отклонения от количества клеток для двух типов клеток $i = 3; 12$ представлены на рис. 3.

Заключение

В работе показано, что относительная величина флуктуаций состава ансамбля, присущих стохастическому процессу обучения коллективного классификатора, уменьшается при увеличении полного количества клеток. При этом в пределе медленного обучения и большого числа клеток стохастическая дискретная система корректно описывается непрерывной моделью. Значит, в этом пределе предложенная стратегия обучения на основе селекции обеспечивает результат обучения, предсказанный непрерывной моделью.

[1] Kanakov O. Multi-input distributed classifiers for Synthetic genetic circuits / O. Kanakov et al. // PLoS ONE. 2015. 10(5). e0125144.
[2] Kanakov O. Competitive learning mechanisms for distributed synthetic gene classifiers / O.I. Kanakov, M.V. Ivanchenko, L.S. Tsimring // Opera Medica & Physilogica. 2016.Vol. 2 (S1). P. 53.
[3] Сутягин А.А., Канаков О.И. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 21 мая 2019г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 246.

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ОПТИМАЛЬНОГО УПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ МАГНИТНОЙ ЯЧЕЙКИ ПАМЯТИ

А.М. Тузиков, А.В. Половинкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Один из главных вопросов, которые необходимо решить, прежде чем магниторезистивная память станет ведущей в области памяти – это оптимальное переключение вектора намагниченности, т.е. увеличение скорости чтения/записи информации при минимальных энергетических затратах. Задача поиска оптимального управления спин-поляризованным током бистабильной магнитной ячейки памяти была поставлена в работе [1]. Однако для рассмотренной в этой статье конфигурации магнитных слоев и внешнего магнитного поля переключение возможно лишь при наличии флуктуаций магнитного поля, то есть является случайным событием.

Нами исследовался случай, когда благодаря наличию внешнего магнитного поля, не коллинеарного спин-поляризованному току, переключение магнитной ячейки может происходить независимо от наличия флуктуаций.

Постановка задачи управления

Рассмотрим магнитную структуру с полем анизотропии направленным перпендикулярно магнитным слоям рис. 1.

Эта структура состоит из двух ферромагнетиков, разделенных немагнитным слоем. Управление намагниченностью реализуется в более тонком свободном слое F_1 ($d \ll d_F$). Намагниченность второго слоя F_2 примерно постоянна.

Предполагается, что уравнение движения магнитного момента $\boldsymbol{M}$ ячейки может быть описано уравнением Гинзбурга-Ландау:

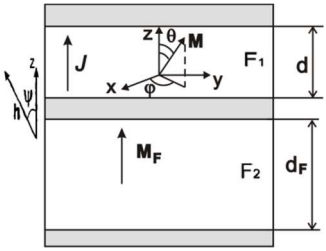


Рис. 1

$$\dot{\boldsymbol{M}} = \boldsymbol{T}_C + \boldsymbol{T}_L + \boldsymbol{T}_S \qquad (1)$$

Здесь $\boldsymbol{T}_C = -\gamma[\boldsymbol{M}, \boldsymbol{H}_{eff}]$ – слагаемое, отвечающее за прецессию, $\boldsymbol{T}_L = -\gamma(\alpha/M_s)\,[\boldsymbol{M}, [\boldsymbol{M}, \boldsymbol{H}_{eff}]]$обусловлено наличием диссипативных сил в системе, а $\boldsymbol{T}_S = -\gamma(j_s/M_s)\left[\boldsymbol{M}, \left[\boldsymbol{M}, \boldsymbol{m}_f\right]\right]$ – слагаемое Слончевского-Берже, обусловленное наличием в системе спинового тока [2], γ – гиромагнитное отношение, $\alpha = 0.03$ – коэффициент затухания, $M_s = 1000\ erg/(G \cdot cm^3)$ – величина намагниченности насыщения, j_s – безразмерный параметр, характеризующий величину эффектов, связанных с переносом спинов током, $\boldsymbol{m}_f = \boldsymbol{M}_f/M_s$– единичный вектор, указывающий направление намагниченности фиксированного слоя. Эффективное поле записывается как $\boldsymbol{H}_{eff} = \boldsymbol{H} + \boldsymbol{H}_a + \boldsymbol{H}_f$, где $\boldsymbol{H}$ – внешнее поле, $\boldsymbol{H}_a$ – поле анизотропии, направленное вдоль оси

z, $\boldsymbol{H}_f$ – поле размагничивания [3]. Далее все выражения приведены для безразмерного времени $\tau = \gamma M_s t$.

Магнитная энергия E_mсистемы, убывающая вдоль траекторий автономного движения магнитного момента, является функцией m_x, m_y, m_z и зависит от параметров h_a, h_x, h_y, h_z где $h_a = H_a / M_s$, m_x, m_y, m_z и h_x, h_y, h_z– проекции на оси декартовой системы координат векторов $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/M_s$ и $\boldsymbol{h} = \boldsymbol{H}/M_s$.

При физически обоснованных значениях параметров рассматриваемая система в сферической системе координат:θ, φ, $r = |\boldsymbol{m}| \equiv 1$ обладает двумя устойчивыми (неустойчивыми) состояниями равновесия типа устойчивый (неустойчивый) фокус (а также неустойчивыми и седловыми состояниями равновесия). Отметим: без внешнего магнитного поля управление спин-поляризованным током невозможно из-за обнуления, в точках устойчивых состояний равновесия, слагаемых, пропорциональных току. При этом малое внешнее магнитное поле, не коллинеарное спин-поляризованному току, сдвигает устойчивые состояния равновесия, не меняя их тип.

Можно показать, что магнитная энергия системы:

$$E_m(\boldsymbol{M}) = -\frac{1}{2M_s}(H_a - 1)(\boldsymbol{M}, \boldsymbol{z}_0)^2 - (\boldsymbol{H}, \boldsymbol{M}) \qquad (2)$$

является функцией Ляпунова, и убывает при движении изображающей точки вдоль детерминированных траекторий автономной системы (1).

Задача поиска оптимального управления ставилась следующим образом: необходимо минимизировать функционал $\eta = \int_0^{\tau_f} j_s^2(\tau) d\tau$ при начальных условиях: $\theta(0) = \theta_{01}$, $\varphi(0) = \varphi_{01}$ и конечных условиях: $\theta(\tau_f)$, $\varphi(\tau_f) \in L$. Здесь $\tau_0 = 0$ и τ_f, соответственно, безразмерные начальный и конечный моменты времени, θ_{0i}, и φ_{0i} – координаты i-го устойчивого состояния равновесия, а L – линия пересечения единичной сферы и окружающей второе устойчивое состояние равновесие поверхности фиксированного уровня магнитной энергии$E_m(\theta_{02}, \varphi_{02}) < E_m(L) < E_{m\,saddle}$, где$E_{m\,saddle}$– значение магнитной энергии в точке состояния равновесия типа седло (если оно существует), либо на неустойчивом предельном цикле.

Результаты и обсуждения

Для модели с перпендикулярной анизотропией и $h_\perp = h \sin \psi = 0.9$ были получены оптимальные сигналы переключения с длительностью $2\tau_{\text{cycl}}$ (рис. 2a), $8\tau_{\text{cycl}}$ (рис. 2b) и $20\tau_{\text{cycl}}$ (рис. 2c), выраженной в единицах τ_{cycl}, где $\tau_{\text{cycl}} = 2\pi/\omega$, $\omega = Im(\lambda)$, λ – собственные числа линеаризованных уравнений движения магнитного момента вблизи устойчивых фокусов. В качестве критерия переключения магнитного момента при поиске оптимального сигнала принималось выполнение условия: $E_m(\theta, \varphi) \le E_{m\,saddle} - 0.5 \cdot \Delta E_m$, где ΔE_m – “высота потенциального барьера” $E_{m\,saddle} - E_m(\theta_{02}, \varphi_{02})$ при $\boldsymbol{h} = 0$ и $j_s = 0$.

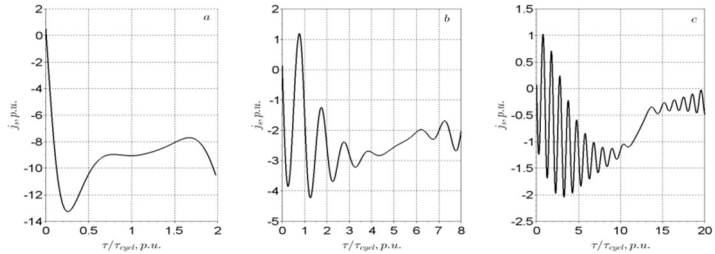


Рис. 2

Анализ полученных зависимостей от времени оптимальных сигналов переключения $j_s(\tau)$ позволил сделать следующие выводы.

4) При длительности сигнала, превосходящей τ_{cycl}, оптимальный сигнал переключения может быть разложен на две компоненты: медленную компоненту с характерным временным масштабом порядка длительности сигнала и быстрые осцилляции с длительностью полуволны $\sim 0.5\tau_{\mathrm{cycl}}$.
5) В течение первой фазы сигнала на фоне медленного дрейфа происходят осцилляции, число которых возрастает с увеличением длительности сигнала. На второй фазе быстрые осцилляции происходят с гораздо меньшей амплитудой.

Для модели, изображенной на рис. 1 было произведено сравнение энергии оптимального сигнала с минимальной энергией постоянного переключающего сигнала для разных длительностей этих сигналов. Для длительности сигналов $\tau_s = 2\,\tau_{\mathrm{cycl}}$ отношение энергий постоянного и оптимального сигналов равно 1.031, для длительности сигналов $\tau_s = 8\,\tau_{\mathrm{cycl}}$ это отношение равно 1.313 и для длительности сигналов $\tau_s = 20\,\tau_{\mathrm{cycl}}$ это же отношение равно 1.601. Таким образом, при длительности сигнала, существенно превышающей τ_{cycl}, оптимизация формы переключающего сигнала позволяет добиться энергии сигнала переключения, существенно меньшей минимальной энергии постоянного переключающего сигнала.

Для этой же модели получена зависимость энергии оптимального сигнала E_{curre} от величины внешнего магнитного поля $h_\perp$ для сигнала длительностью $\tau_s = 2\tau_{\mathrm{cycl}}$, см. рис 3. Как видно из этой зависимости энергия оптимального сигнала переключения быстро (по закону, близкому к гиперболическому) возрастает при уменьшении перпендикулярной спин-поляризованному току компоненты внешнего магнитного поля $h_\perp = h\sin\psi$.

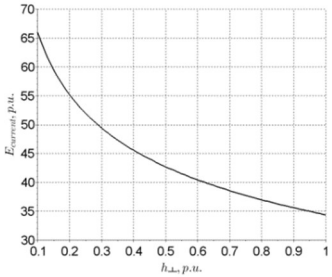


Рис. 3

Вследствие возможности при абсолютной температуре, отличной от нуля, стохастической переориентации микроскопических магнитных моментов ферромагнетика имеет смысл описывать этот процесс путем добавления дополнительного шумового слагаемого в выражение для эффективного поля: $\boldsymbol{h}_{eff} \rightarrow \boldsymbol{h}_{eff} + \widetilde{\boldsymbol{h}}(\tau)$ [4]. Флуктуации $\widetilde{\boldsymbol{h}}(\tau)$ являются изотропным белым гауссовым шумом с функцией корреляции $\langle h_i(\tau_1) h_j(\tau_2)\rangle = D_h \delta_{ij} \delta(\tau_2 - \tau_1)$, где $D_h = 2\alpha k_B T / M_s^2 V$ – безразмерная интенсивность шума [5], δ_{ij} – символ Кронекера, $\delta(\tau_2 - \tau_1)$ – дельта-функция Дирака, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, V – объем магнитного домена, образующего свободный слой.

Для модели с перпендикулярным полем анизотропии при наличии флуктуаций магнитного поля была построена зависимость вероятности P непереключения магнитного момента (невыхода в область $E_m = E_{m\,saddle} - 0.5 \cdot \Delta E_m$) от времени. На рис. 4 пунктирной линией изображена вероятность невыхода для длительности сигнала $\tau_s = 2\tau_{\mathrm{cycl}}$, сплошной для $\tau_s = 8\tau_{\mathrm{cycl}}$, при безразмерной интенсивности шума $D_h =$. В этом случае оптимальные сигналы находились при отсутствии флуктуаций, с использованием критерия:

$$E_m(\theta, \varphi) \leq E_{m\,saddle} - 0.99 \cdot \Delta E_m .$$

Проанализировав зависимости на рис. 4 можно сделать вывод о том, что наличие флуктуаций значительно влияет на надежность переключения магнитного момента домена.

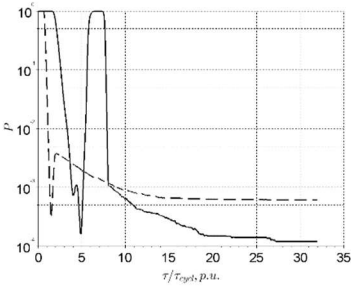


Рис. 4

Заключение

В данной работе был произведен поиск оптимального управления переключением бистабильной магнитной ячейки памяти спин-поляризованным током с полем анизотропии, перпендикулярным плоскостям расположения магнитных слоёв. Получена и проанализирована зависимость энергии оптимального сигнала от значения внешнего магнитного поля, перпендикулярного намагниченности фиксированного слоя. Также исследовано влияние флуктуаций магнитного поля на сохранение эффективности переключения магнитного момента оптимальным сигналом, поиск которого производился в модели без шума и сделан вывод о том, что при наличии флуктуаций оптимальный сигнал переключения должен быть скорректирован.

[1] YongWang, Fu-ChunZhang // Europhysics Letters. 2013. Vol. 102. P. 47001.
[2] Slonczewski J. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. L1.
[3] Ostrovskaya N., Skidanov V., Iusipova I., Skvortsov M. // The European Physical Journal Conferences. 2018. Vol. 185. P. 01008.
[4] Brown W. F. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1677.
[5] Siracusano G., Tomasello R. // IEEE Transactions on Magnetics. 2018. Vol. 54. P. 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИНХРОНИЗАЦИИ ПАЧЕЧНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПАРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ НЕЙРОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

А.С. Васин, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н. И. Лобачевского

Исследование динамики больших ансамблей нейронов мозга – одна из наиболее трудных, интересных и актуальных проблем современной науки, привлекающая внимание ученых, как в теоретическом плане, так и в области эксперимента. Важным аспектом изучения остаются особенности синхронизации активности нейронов. В данной работе представлены результаты исследования синхронизации пачечных колебаний нейронов. За основу работы выбрана предложенная в работе [1] математическая модель нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром. Изменение напряжения на выходе полосового фильтра такой системы качественно похоже на динамику мембранного потенциала нейрона. Поскольку подобная система может быть реализована в виде электронного устройства, то исследование проводилось при помощи среды системотехнического моделирования Simulink. Блок-схема генератора представлена на рис.1. Основными элементами системы являются: подстраиваемый автогенератор (Continuous-Time VCO), фазовый дискриминатор (Phase Detector), фильтр (Bandpass Filter). Схема функционирует по следующему принципу. Периодический сигнал с выхода генератора с текущим значением фазы θ_1 сравнивается на фазовом дискриминаторе с колебаниями опорного сигнала с текущей фазой θ_0. В результате чего на выходе ФД формируется сигнал, зависящий от разности фаз $\phi = \theta_0 - \theta_1$. Далее сигнал с выхода ФД проходит через фильтр, устраняющий из сигнала высокочастотные компоненты, и поступает на подстраиваемый генератор, где изменяется его частота, в соответствие с частотой опорного сигнала. Математическая модель нейроподобного генератора имеет вид:

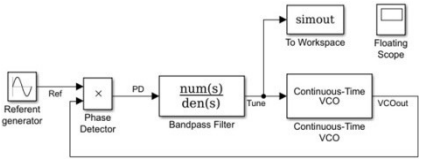


Рис. 1

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \tau} = y\,, \qquad \frac{\partial y}{\partial \tau} = z,$$
$$\varepsilon_1 \varepsilon_2 \frac{\partial z}{\partial \tau} = \gamma - z(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - (1 + \varepsilon_1 \cos\varphi) y, \tag{1}$$

где φ — текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генераторов, γ — начальная частотная расстройка, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — параметры инерционности фильтра. Применительно к динамике нейрона переменную y можно интерпретировать как описывающую изменение мембранного потенциала, параметры ε_1 и ε_2 позволяют задавать необходимый динамический режим, а γ оказывает воздействие, сходное с воздействием внешнего тока в модели Ходжкина–Хаксли. При изменении параметров γ и ε_1 в результате чего имеется возможность регулировать количество импульсов в пачке, интервалы между пачками, амплитуду импульсов.

Для исследования синхронизации пачечных колебаний пары взаимодействующих нейроподобных генераторов между ними устанавливалась однонаправленная импульсная связь (2), адаптированная из работы [2] формула синаптического тока, описывающая взаимодействие двух нейронов Ходжкина-Хаксли.

$$I_{syn} = \frac{d(y_2 - V_{syn})}{1 + exp(-\frac{y_1 - \theta_{syn}}{k_{syn}})} \qquad (2)$$

Здесь индексы “1” и “2” обозначают управляющий (пресинаптический) и управляемый (постсинаптический) нейроны соответственно, y_1 и y_2 – мембранные потенциалы. Воздействие управляющего нейрона на управляемый описывается синаптическим током I_{syn} в уравнении для потенциала ведомого нейрона. Реверсивный синаптический потенциал для возбуждающей связи V_{syn} = 0. Последнее означает, что находясь в состоянии покоя, постсинаптический нейрон получает отрицательный синаптический ток. Это увеличивает скорость роста мембранного потенциала и, следовательно, вероятность генерации импульса. Выбор параметров пороговой синаптической функции, задающих ее сдвиг (θ_{syn} = 0.2) и крутизну (k_{syn} = 0.01), обеспечивает кратковременный отклик постсинаптического нейрона только на верхушку пресинаптического импульса. Воздействие подпороговых флуктуаций мембранного потенциала ведущего нейрона отсекается.

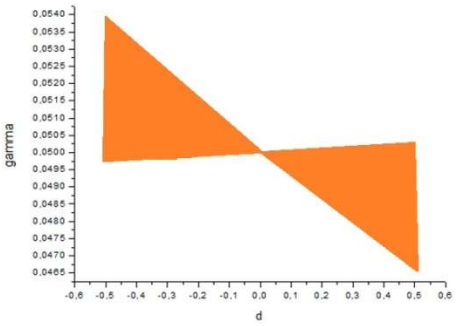


Рис. 2

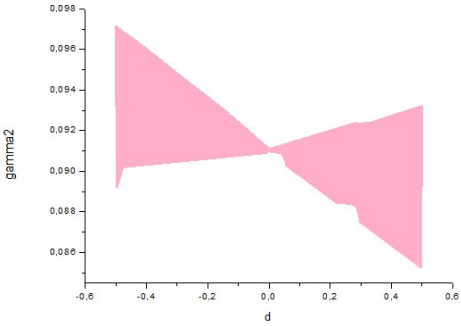


Рис. 3

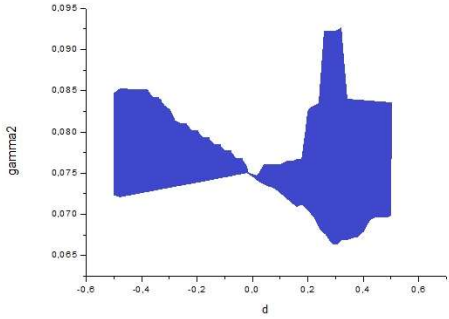


Рис. 4

Путем написания алгоритма автоматического нахождения областей синхронизации, были найдены области для колебаний нейронов с различным количеством импульсов в пачке. Были построены обла-

сти для таких соотношений импульсов в пачке как: один к одному, три к одному и два к трем.

Алгоритм нахождения областей синхронизации состоит в следующем:

1) Понять находимся мы в области синхронизации или за ее пределами. Для этого мы считаем относительную разность периодов двух колебаний и соотносим её с эталоном δ в данном случае δ=0.001. Если разность периодов больше этого значения, то мы находимся вне области синхронизации.
2) Если мы находимся в области синхронизации, то мы прибавляем или убавляем γ с каким-либо шагом, в нашем случае $\gamma = 0.00001$ в зависимости от того какую границу планируем найти, верхнюю или нижнюю.
3) Если мы находимся вне области синхронизации, то нам нужно понять в какую сторону двигаться по γ, чтобы найти область синхронизации. Для этого в начальной точке мы считаем относительную разность периодов, делаем шаг по γ, снова её считаем. Затем сравниваем числа, если относительная разность периодов во втором случае меньше, чем в первом, то мы движемся в верном направлении по γ, если наоборот, то нужно двигаться в обратном направлении.

По данному алгоритму была найдена область синхронизации двух нейронов в соотношении между импульсами в пачке два к трем. Алгоритм поиска направления движения по γ в случае, когда мы находимся вне области, синхронизации строился на анализе бифуркационных диаграмм, полученных ранее областей. Бифуркационные диаграммы для соотношения между импульсами в пачке один к одному и три к одному при фиксированной силе связи $d = 0{,}2$ представлены на рис. 5 и рис. 6.

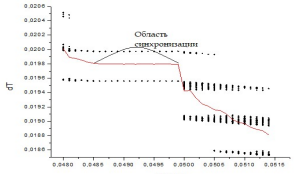


Рис. 5

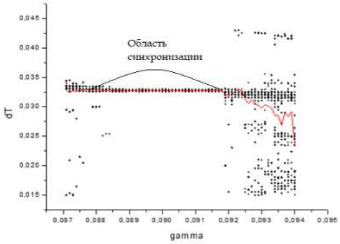


Рис. 6

В данной работе рассмотрена динамика пары нейроподобных генераторов, связанных однонаправленной импульсной связью, имитирующей синаптическое воздействие. Найдены области синхронизации для нейронов с различным типом пачечной активности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-23001 мк и Гранта Президента НШ-2653.2020.2.

[1] Мищенко М.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Т. 5 (3). С. 279.

[2] Симонов А.Ю., Гордлеева С.Ю., Писарчик А.Н., Казанцев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98, №. 10. С. 707.

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ДИССИПАТИВНОГО КВАНТОВОГО ХАОСА ПО СТАТИСТИКЕ ВРЕМЕН МЕЖДУ КВАНТОВЫМИ СКАЧКАМИ

И.И. Юсипов, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Количественная оценка режимов, возникающих в открытых квантовых системах, представляет собой проблему, интересную в нескольких отношениях. В частности, это может помочь связать неравновесные квантовые явления с проявлениями классического диссипативного хаоса, такими как локальная неустойчивость, бифуркации, странные аттракторы.

В нашей недавней работе [1] мы предложили квантовое обобщение старшего показателя Ляпунова – наиболее популярного и мощного средства количественной оценки классического хаоса [2]. Старший показатель Ляпунова является отличным инструментом для теоретического и численного анализа хаотической динамики квантовой системы, но их экспериментальная реализация остается нетривиальной задачей. В данной работе ставится вопрос об обнаружении квантового хаоса в реальном физическом эксперименте. Мы продемонстрируем, что переходы «хаос-регулярность» можно обнаружить, изучив статистику времен между последовательными излучениями фотонов, которые в квантовой оптике называются «распределения времени ожидания фотона» [3, 4].

На примере простой модели открытой периодически модулируемой квантовой системы будет продемонстрировано, что переходы от регулярных к хаотическим режимам (заранее определенным в терминах старшего показателя Ляпунова) соответствуют переходам от экспоненциального распределения времени ожидания фотона к распределениям с промежуточным степенным масштабированием. Поскольку события эмиссии фотонов могут быть детектированы в эксперименте при помощи однофотонных детекторов [5], можно добиться различия между хаотическим и регулярным режимами без нарушения динамики системы.

В качестве модели рассматривается фотонную моду в негерметичном резонаторе с утечкой, периодически модулируемую внешним когерентным электромагнитным полем [6]. Унитарная динамика определяется гамильтонианом:

$$H(t) = \frac{1}{2}\chi \hat{a}^{\dagger 2}\hat{a}^2 + iF(t)\left(\hat{a}^\dagger - \hat{a}\right), \qquad (1)$$

где χ – сила взаимодействия между фотонами, $\hat{a}^\dagger$ и $\hat{a}$ – операторы рождения и уничтожения фотонов, $F(t) = F(t+T)$ – периодическая модуляция. В модели используется кусочно-постоянная функция модуляции с периодом T: $F(t) = A$ внутри интервала $0 < t < T/2$ и $F(t) = 0$ во второй половине периода $T/2 < t < T$. Эволюция открытой квантовой системы описывается уравнением Линдблада [7]:

$$\dot{\rho} = \mathcal{L}_t(\rho) = -i[H(t),\ \rho] + \gamma\left(V\rho V^\dagger - \frac{1}{2}\left\{V^\dagger V\rho\right\}\right), \qquad (2)$$

где первое слагаемое в правой части отвечает за унитарную эволюцию системы с гамильтонианом (1), второе слагаемое отвечает за взаимодействие с окружающей

средой с константой диссипативной связи γ. Эмиссия фотона из резонатора осуществляется посредством диссипативного оператора:

$$V = \hat{a} \tag{3}$$

Параметрами системы были выбраны значения $\chi = 0.008, \gamma = 0.05, N = 100$.

Для решения уравнения (2) использовался метод квантовых траекторий [8], позволяющий описать эволюцию модельной системы в терминах ансамбля чистых состояний $\psi(t)$, управляемого неэрмитовым гамильтонианом:

$$i\dot{\psi}(t) = H\psi - \frac{i}{2}V^{\dagger}V\psi \tag{4}$$

Норма волновой функции убывает согласно следующему закону:

$$\frac{d}{dt}\|\psi\| = -\psi^{*}V^{\dagger}V\psi \tag{5}$$

до тех пор, пока не достигнет порогового значения η – случайно выбранного числа из интервала $[0; 1]$. Затем выполняется квантовый скачок, и норма волновой функции сбрасывается $\|\psi(t)\| = 1$. После этого возобновляется непрерывная эволюция в соответствии с уравнением (4) до следующего квантового скачка. Квантовый скачок в рассматриваемой модели соответствует излучению одиночного фотона, который может быть зарегистрирован однофотонным детектором [3].

Согласно работе [6] для данной модели можно получить среднеполевое приближение для следующей наблюдаемой:

$$\xi(t) = \langle\psi^{\dagger}(t)|\hat{a}|\psi(t)\rangle \tag{6}$$

Состояние среднеполевой модели описывается двумя фазовыми переменными $\{Re(\xi), Im(\xi)\}$ в соответствии с уравнением:

$$\dot{\xi} = -\frac{1}{2}\gamma\xi + F(t) - i\chi|\xi|^{2}\xi \tag{7}$$

Данная система (7) является нелинейной и периодически модулируемой во времени и, как ожидается, демонстрирует спектр различных асимптотических режимов, от периодических орбит до хаотических аттракторов.

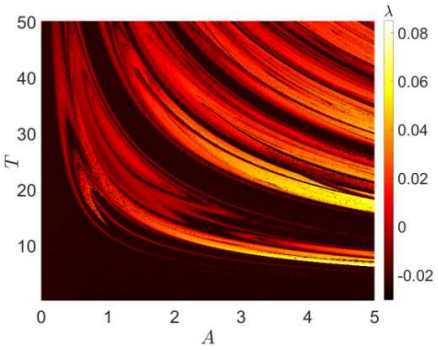


Рис. 1

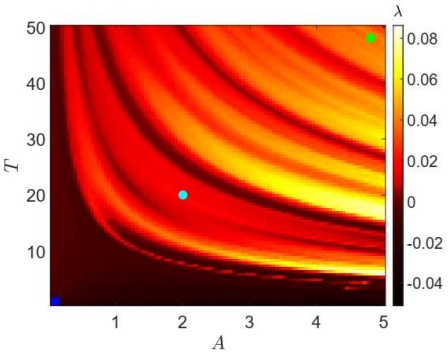


Рис. 2

Чередование различных режимов в модели иллюстрируется картой старшего показателя Ляпунова в зависимости от периода T и амплитуды модуляции A, изображенной на рис. 1.

Для квантовой модели (1-3) был вычислен квантовый старший показатель Ляпунова [1], в том же диапазоне параметров модуляции (рис. 2). Обе модели (среднеполевая и квантовая) демонстрируют визуально сходные структуры регулярного и хаотического режимов.

Квантовый старший показатель Ляпунова является хорошим инструментом для теоретического и численного анализа, но его экспериментальная оценка весьма нетривиальна. Ставится вопрос о возможности получения информации о динамике внутри резонатора из того, что доступно в реальном эксперименте. Статистика излучения фотонов из резонатора является одной из самых популярных характеристик в квантовой оптике [5]. Кроме того, в модельной системе (1-3) существует только один диссипативный канал, и один квантовый скачок соответствует излучению одного фотона, так что динамика внутри резонатора и излучение фотона тесно связаны.

В работе [9] подробно исследуется статистика времен между двумя последовательными излучениями фотонов. Ключевое наблюдение состоит в том, что распределение данной статистики становится отличным от распределения Пуассона и приобретает степенное промежуточное масштабирование, когда старший квантовый показатель Ляпунова становится положительным. На плоскости параметров периода T и амплитуды модуляции A осуществлялось приближение распределения времен между двумя последовательными скачками методом линейной регрессии в логарифмических шкалах. На рис. 3 изображена диаграмма показателя степени α данного приближения на плоскости параметров A и T. Качество линейной регрессии определялось коэффициентом детерминации [10]. В случае недостаточной достоверности линейного приближения, что соответствует случаю распределения Пуассона, показатель α принимается равным нулю (черные области на рис. 3). Области, в которых присутствует степенная асимптотика в распределении времен между квантовыми скачками, хорошо коррелируют с областями, в которых старший квантовый показатель Ляпунова положителен (рис. 2).

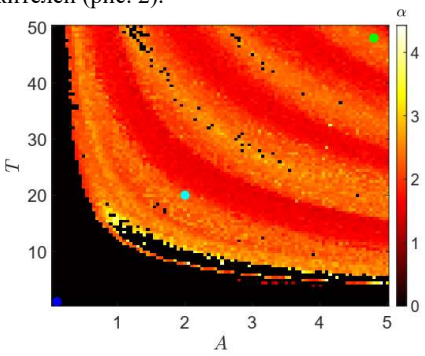


Рис. 3

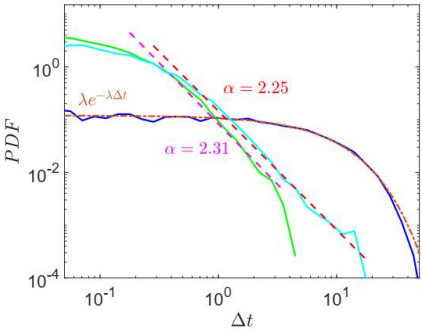


Рис. 4

На рис. 4 изображены примеры плотности распределения (PDF) времен между квантовыми скачками для параметров $A = 0.1$, $T = 10$ (синяя линия – распределение Пуассона); $A = 2.3$, $T = 23$ и $A = 4.8$, $T = 48$ (бирюзовая и зеленая линии соответственно – наличие степенной асимптотики с определенным показателем α). Данные значения параметров отмечены точками соответствующего цвета на рис. 2 и рис. 3.

В данной работе было обнаружено, что в модели фотонного резонатора с нелинейностью Керра в хаотическом режиме появляется промежуточная степенная статистика в распределении времен между последовательными излучениями фотонов. На основе этого явления был предложен способ обнаружения диссипативного квантового хаоса в реальном физическом эксперименте (анализ статистики времен излучения фотонов). Данный подход открывает новую перспективу для количественного определения хаотических и регулярных режимов, возникающих в открытых квантовых системах, таких как квантовая электродинамика, квантовая оптика и поляритонные устройства, где статистика испускания фотонов является признанным и традиционным инструментом.

[1] Yusipov I. I., Vershinina O.S., Denisov S., Kuznetsov S.P., Ivanchenko M.V. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2019. Vol. 29, №. 6. P. 063130.
[2] Pikovsky A., Politi A. Lyapunov exponents: a tool to explore complex dynamics. – Cambridge University Press, 2016.
[3] Carmichael H. J. // Lecture notes in physics. 1993. Vol. 18.
[4] Brange F., Menczel P., Flindt C. // Physical Review B. 2019. Vol. 99, №. 8. P. 085418.
[5] Delteil A., Gao W. B., Fallahi P., Miguel-Sanchez J., Imamoğlu A. // Physical review letters. 2014. Vol. 112, №. 11. P. 116802.
[6] Bohrdt A., Mendl C. B., Endres M., Knap M. // New Journal of Physics. 2017. Vol. 19, №. 6. P. 063001.
[7] Breuer H. P., Petruccione F. The theory of open quantum systems. – Oxford University Press on Demand, 2002.
[8] Dum R., Zoller P., Ritsch H. // Physical Review A. 1992. Vol. 45, №. 7. P. 4879.
[9] Yusipov I. I., Vershinina O. S., Denisov S. V., Ivanchenko M. V. // Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science. 2020. Vol. 30, №. 2. P. 023107.
[10] Draper N. R., Smith H. Applied regression analysis. – John Wiley & Sons, 1998.

СРЕДНЕПОЛЕВАЯ ДИНАМИКА НЕОДНОРОДНОЙ ПОПУЛЯЦИИ ТЕТА НЕЙРОНОВ

Д.А. Злобин, В.В. Клиньшов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Работа посвещена исследованию среднеполевой динамики неоднородной популяции тета нейронов. Модель тета нейрона представляет собой динамическую систему на окружности, динамика которой определяется следующим уравнением [1] $\frac{d\theta}{dt} = (1-\cos(\theta)) + (1+\cos(\theta))D$. Здесь θ – фаза нейрона, изменяющая в интервале от 0 до 2π, D – внешнее воздействие. Когда фаза нейрона достигает значения π, нейрон генерирует потенциал действия.

Рассмотрим неоднородную популяцию тета нейронов со связями каждого с каждым, динамика которой описывается следующей системой уравнений [2]:

$$\frac{d\theta_j}{dt} = (1-cos(\theta_j)) + (1+cos(\theta_j))(\eta_j + I(t) + Js(t)) \quad (1)$$

$$s(t) = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{t_k^p}\delta(t-t_k^p) \quad (2)$$

Здесь θ_j – фаза j-го нейрона, η_j – различающая компонента внешнего воздействия, N – количество нейронов, J – сила связи, s(t) – нормированный выходной сигнал всей сети на N, $\delta(t)$ – дельта функция Дирака, t_k^p – моменты генерации спайков k-м нейроном. При генерации спайка любым нейроном происходит активация синапсов, и в каждый из нейронов сети инжектируется импульс тока амлитудой $\frac{J}{N}$, что приводит к мгновенному изменению его состояния.

Выведем уравнения для макроскопической динамики сети. Для этого рассмотрим сеть в термодинамическом пределе $N \to \infty$. Введем такие понятия, как плотность распределения фазы нейрона $\rho(\theta|\eta,t)$ и плотность распределения параметра $g(\eta)$. Плотность распределения удовлетворяет уравнению непрерывности $\frac{\partial\rho(\theta)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial\theta}(\rho(\theta)f(\theta))$. Здесь $f(\theta)$ – правая часть уравнения (1), представленная в виде $f(\theta) = \Omega(\eta,t) + Im(H(\eta,t)e^{-i\theta})$. Где $\Omega(\eta,t) = 1 + I(t) + \eta + Js(t)$, $H(\eta,t) = i(-1 + I(t) + \eta + Js(t))$. Решение уравнения непрерывности будем искать в следующем виде [3]:

$$\rho(\theta|\eta,t) = \frac{1}{2\pi}\left(1 + \left(\sum \alpha(\eta,t)^n e^{in\theta} + c.c\right)\right). \quad (3)$$

Здесь $\alpha(\eta,t)$ представляет собой комплексный параметр порядка, определяющий вид функции $\rho(\theta|\eta,t)$.

Подставляя (3) в уравнение непрерывности, для гармоник $e^{i\theta}$ получаем уравнение для $\alpha(\eta,t)$ в виде $\dot{\alpha(\eta,t)} = -i\alpha(\eta,t)\Omega + \frac{i}{2}(H^* - H\alpha(\eta,t)^2)$. Подставляя Ω и H в полученное уравнение, получаем:

$$\dot{\alpha}(\eta,t) = -i\alpha(\eta,t)(1+I+Js(t)+\eta) - \frac{1}{2}(-1+I+Js(t) + \eta)(-\alpha(\eta,t)^2)). \quad (4)$$

Теперь вычислим выходной сигнал сети s(t). В термодинамическом пределе он равен мгновенной средней частоте генерации спайков всеми нейронами. Средняя частота генерации спайков $r(\eta,t)$ нейронами с параметром η в момент t равная потоку через пороговое значение фазы π:

$$r(\eta,t) = f(\pi)\rho(\pi|\eta,t) = \frac{1}{\pi}\left(1+2Re\frac{\alpha(\eta,t)}{1-\alpha(\eta,t)}\right). \quad (5)$$

Средняя частота генерации спайков для всех нейронов популяции определяется следующим интегралом:

$$s(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} r(\eta,t)g(\eta)d\eta. \quad (6)$$

Система уравнений (5)-(6) представляет собой систему интегродифференциальных уравнений, которая полностью описывает сеть в термодинамическом пределе для любого распределения $g(\eta)$.

Однако наиболее эффективен подход в случае Лоренцева распределения: $g(\eta) = \frac{1}{\pi}\frac{\Delta}{(\eta-\bar{\eta})^2+\Delta^2}$, где Δ – полуширина, $\bar{\eta}$ – центр распередения. Подставим $g(\eta)$ в представленном виде в уравение (6) и получим инеграл, который берется с помощью теории вычетов, предполагается аналитичность функции $\alpha(\eta,t)$. Получаем следующее выражение для частоты генерации спайков $s(t) = r(\overline{\eta} - i\Delta, t) = \frac{1}{\pi}\left(\frac{1-\beta(t)\beta(t)^*}{1+\beta(t)(1+\beta(t)^*)+\beta(t)}\right)$, где β(t) = α($\overline{\eta} - i\Delta$, t).

Далее, записав уравнения (5) для $\eta = \overline{\eta} - i\Delta$, получим:

$$\dot{\beta}(t) = -i\beta(t)(1+D) - \frac{1}{2}(-1+D)(1-\beta(t)^2). \quad (7)$$

Здесь $D = I + \overline{\eta} + Js(t)$. Делая замену $\beta = Re^{-i\psi}$ и разделяя мнимую и действительную части, получаем систему уравнений:

$$\dot{R} = -\Delta R - \frac{1}{2}R^2\left((D-1)sin\psi + \Delta cos\psi\right) - \frac{1}{2}(\Delta cos\psi - (D-1)sin\psi) \quad (8)$$

$$\dot{\psi} = 1 + D + \frac{1}{2}R\left((D-1)cos\psi - \Delta sin\psi\right) + \frac{1}{2R}\left((D-1)cos\psi + \Delta sin\psi\right). \quad (9)$$

Частота s(t) определяется следующим уравнением:

$$s(t) = \frac{1}{\pi}\frac{1 - R^2}{1 + 2Rcos\psi + R^2}. \quad (10)$$

Уравнения (8), (9), (10) представляют собой замкнутую систему уравнений, которая полностью описывает макроскопическую динамику популяции тета нейронов при $N \to \infty$. Таким образом, система из N уравнений (1) сводится к редуцированной системе двух дифференциальных уравнений.

Мгновенные значения параметров порядка R и ψ позволяют получить распределение фаз всех нейронов популяции, которое имеет вид:

$$\rho(\theta, t) = \frac{1}{2\pi}\frac{1 - R^2}{1 - 2Rcos(\theta - \psi) + R^2}. \quad (11)$$

Для проверки корректности и точности редуцированной системы (8)-(9) было проведено сравнение ее динамики с динамикой полной системы (1). Ниже приведены результаты, полученные при следующих значениях параметров: J=15, N=3000, T=120, dt=0.001. Внешнее воздействие I(t) выбиралось в виде представленном на нижнем графике рис. 1. Значение параметра η для каждого нейрона было сгенерировано из распределения Лоренца, используя формулу $\eta_j = \overline{\eta} + \Delta[\frac{\pi}{2}\frac{2j-N-1}{N+1}]$ с полушириной $\Delta = 1$ и центром $\overline{\eta}$ =−5.

Для сравнения динамики полной сети и редуцированной системы были построены осцилограммы частот генерации спайков s(t), результат представлен на верхнем графике рис. 1.

Также был построен график распределения фаз полной сети в фиксированные момент времени t и произведено сравнение с предсказанием редуцированной системы уравнения (11), результат представлен на правом графике рис. 2.

Для численной оценки точности редуцированной системы была введена ошибка $E_r = \frac{\int (s(t) - s_r(t))^2 dt}{T}$. Здесь $s(t)$ – средняя частота генерации спайков сети тета нейронов, $s_r(t)$ – средняя частота генерации, предсказанная редуцированной системой, T – общее время интегрирования. График ошибки E_r представлен на левом графике рис. 2.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что редуцированная система (8)-(9) достаточно точно воспроизводит макроскопическую динамику сети тета нейронов (1) в термодинамическом пределе. Точность редуцированной системы возрастает с увеличением размера сети.

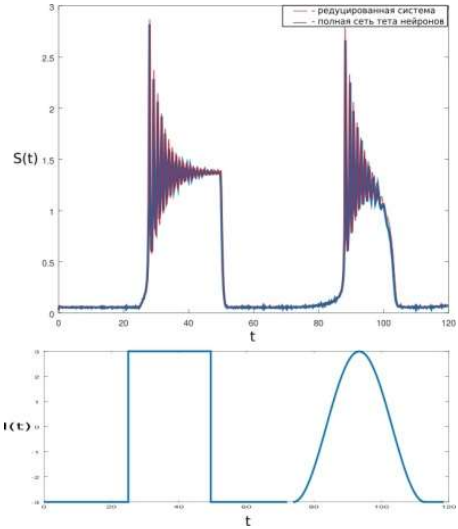


Рис. 1

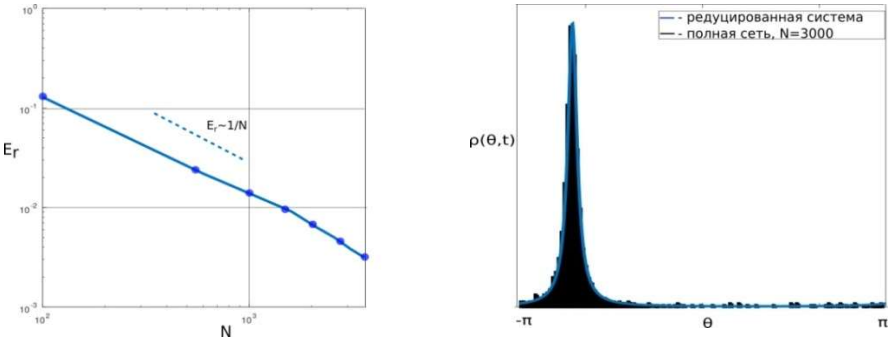


Рис. 2

[1] Ermentrout B., Kopell N. // Parabolic bursting in anexcitable system coupled with a slow oscillation. SIAM J. Appl. Math. 46, 233 (1986).
[2] Montbrio E., Paz´o D., Roxin A. // Macroscopic Description for Networks of Spiking Neurons. PHYSICAL REVIEW X5,021028 (2015).
[3] Ott E., Antonsen T. M. // Low dimensional behavior of large systems of globally coupled oscillators. Chaos 18,037113 (2008).

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 26 мая 2020 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ОБЪЕДИНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ОТ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗНЕСЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Д.А. Пальгуев[1)], Е.С. Фитасов[1)], А.Б. Борзов[2)], Г.Л. Павлов[2)], Д.А. Васильев[2)]
[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] МГТУ им. Н.Э. Баумана

Введение

Объединение радиолокационной информации от пространственно-разнесенных источников широко применяется в современных системах метеорологического мониторинга воздушного пространства, управления воздушным движением, радиолокационной разведки и т. д. [1-11]. Известно [1, 12, 13], что источники информации могут быть когерентными (синхронизированными по времени) или некогерентными (т.е. информация от источников потребителю поступает асинхронно). Однако в большинстве практических случаев источники радиолокационной информации являются некогерентными, так как имеют более простую техническую реализацию по сравнению с когерентными из-за отсутствия необходимости синхронизации. При этом очевидно, что «некогерентное» объединение информации будет иметь меньшую эффективность по сравнению с «когерентным».

Применение классических алгоритмов объединения информации при обработке результатов радиолокационных измерений от пространственно-разнесенных источников и последующем обмене объединенной радиолокационной информацией (РЛИ) в сетевых информационных системах сталкивается с рядом серьезных проблем [14]. Традиционно алгоритмы объединения информации радиолокационных измерений от пространственно-разнесенных источников в соответствии с классификацией, предложенной в [15], основаны на «группе схем ветвящихся решений». В [15] отмечается, что эта группа схем обработки дает удовлетворительные результаты, если расстояние между целями намного превышает ошибки измерений, экстраполированные на интервал времени между двумя измерениями. Если поток целей плотный, то может оказаться, что ветвящиеся алгоритмы либо не обеспечивают сходимости, либо окажутся неэффективными. Это особенно плохо для систем, которые должны точно определять число регистрируемых радиолокационных объектов. Поэтому такие алгоритмы, по мнению [15], мало применимы для систем, которые должны иметь очень высокую пропускную способность. Построение эффективных информационных моделей функционирования иерархических информационных систем является достаточно сложной задачей вследствие высокой динамики информационных процессов, большого количества параметров и характеристик, подлежащих учету. Математический аппарат для описания процессов отождествления (объединения) радиолокационной информации от пространственно-разнесенных источников в информационных системах при наличии большого количества воздушных объектов развит недостаточно. На практике размеры стробов точного отождествления и вероятность отождествления определяются, как правило, эмпирическим способом.

Алгоритм сетевой обработки радиолокационных измерений от пространственно-разнесенных источников

Повысить вероятность объединения, а также точность и достоверность информации можно, если использовать при объединении радиолокационной информации алгоритм сетевой обработки (см. рисунок, [16]). Особенность алгоритма заключается в объединении радиолокационной информации, поступающей в сетевую информационную систему, с информацией, находящейся в сети. При этом сама сеть своей структурой обеспечивает одноуровневую обработку и доставку информации потребителям с минимальной задержкой по времени.

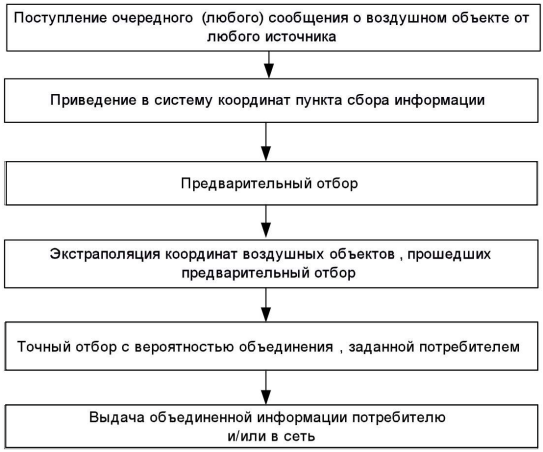


Рисунок. Блок-схема алгоритма сетевой обработки

Алгоритм сетевой обработки [16], разработанный для информационной системы сетевой структуры [17], позволяет получить строгое математическое выражение для определения размеров строба точного отбора при объединении РЛИ. В этом способе обработки вследствие особенностей построения этапов алгоритма не допускается формирование нескольких ветвящихся решений, принадлежащих одному циклу обработки. Обработка очередного (любого) поступившего сообщения проводится без прерываний в алгоритме, от начала до конца, то есть до формирования объединенной информации. Число ветвей в самом алгоритме сведено к минимуму.

Вероятность объединения информации радиолокационных измерений от пространственно-разнесенных источников

Допустим, что вероятность объединения $P_{\text{объед}}$ данных о воздушных объектах задана потребителем. В этом случае, для определения размеров строба точного отбора необходимо решить задачу нахождения пределов интегрирования (модулей разностей некоррелированных величин координат и составляющих скоростей) Δx, Δy, Δz, ΔV_x, ΔV_y, ΔV_z по известной вероятности объединения.

Полагая, что ошибки измерения координат источников подчиняются нормальному закону, не учитывая ошибки и погрешности на предшествующих точному отбору этапах, для вероятности объединения информации по модулю разности координат Δx на этапе точного отбора сетевой обработки получим выражение (1). Аналогичным образом получаются выражения для координат $\Delta y,\ \Delta z,$ и составляющих скоростей $\Delta V_x,\ \Delta V_y,\ \Delta V_z$:

$$P_{\text{объед}\,\Delta x} = \\ = \frac{1}{2\pi\sigma_{x_1}\ \sigma_{x_2}} \int_{-\infty}^{\Delta x} \left[\int_{-\infty}^{\infty} exp\left(-\frac{(x_2 - \bar{x}_2)^2}{2\sigma_{x_2}^2} - \frac{(x_2 - \bar{x}_1 + \Delta x)^2}{2\sigma_{x_1}^2} \right) dx_2 + \right. \\ + \int_{-\infty}^{\infty} exp\left(-\frac{(x_2 - \bar{x}_2)^2}{2\sigma_{x_2}^2} - - \frac{(x_2 - \bar{x}_1 - \Delta x)^2}{2\sigma_{x_1}^2} \right) dx_2 \Big] \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} exp\left(-\frac{(x_2 - \bar{x}_2)^2}{2\sigma_{x_2}^2} - - \frac{(x_2 - \bar{x}_1 - \Delta x)^2}{2\sigma_{x_1}^2} \right) dx_2 \right] d\Delta x, \quad (1)$$

где $\Delta x,\ \Delta y,\ \Delta z$ – модули разностей некоррелированных величин координат и составляющих скоростей $\Delta V_x,\ \Delta V_y,\ \Delta V_z$, $\bar{x}_1, \bar{x}_2$ - матожидание случайных величин x_1, x_2.

Если учесть корреляционную матрицу ошибок измерения $\boldsymbol{\Psi_{12}}$ для вектора разности параметров сравниваемых сообщений источников № 1 и № 2, то, в предположении, что ошибки измерения источника № 1 при измерении координат близко расположенных воздушных объектов имеют одинаковые корреляционные матрицы ошибок, то корреляционная матрица ошибок для векторов разности параметров сравниваемых сообщений принимает следующее выражение:

$$\boldsymbol{\Psi}_{ij/12} = \boldsymbol{\Psi}_1 + \boldsymbol{\Psi}_2 = \\ = \begin{Vmatrix} \sigma_{x_1}^2 + \sigma_{x_2}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{y_1}^2 + \sigma_{y_2}^2 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{z_1}^2 + \sigma_{z_2}^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_{V_{x1}}^2 + \sigma_{V_{x2}}^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{V_{y1}}^2 + \sigma_{V_{y2}}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \sigma_{V_{z1}}^2 + \sigma_{V_{z2}}^2 \end{Vmatrix}. \quad (2)$$

Пропустим ряд промежуточных выражений, учтем, что в случае некоррелированности случайных величин X и Y, их совместная плотность распределения равна произведению плотностей распределения каждой из случайных величин [18, с. 230], и представим выражение (1) в форме (2), где пределы интегрирования $\Delta x,\ \Delta y,\ \Delta z,\ \Delta V_x,\ \Delta V_y,\ \Delta V_z$ определяются в соответствии с требуемой потребителем вероятностью объединения информации. В дальнейшем, учитывая, что плотность распределения вероятности симметрична относительно оси ординат и что модуль принимает только положительные значения, для дальнейшего преобразования выражения (3) в

части вероятности объединения по координатам применим функцию Лапласа вида $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^x e^{-\frac{t^2}{2}}dt$ и получим выражение (4):

$$P_{\text{объед}} = \\ = \frac{1}{(2\pi)^3\sqrt{|\Psi_{12}|}}\left[\left(\int_0^{\Delta x}\int_0^{\Delta y}\int_0^{\Delta z} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta x^2}{\sigma_{x_1}^2+\sigma_{x_2}^2}+\frac{\Delta y^2}{\sigma_{y_1}^2+\sigma_{y_2}^2}+\right.\right.\right. \\ \left.\left.\left.+\frac{\Delta z^2}{\sigma_{z_1}^2+\sigma_{z_2}^2}\right)\right]d\Delta x d\Delta y d\Delta z\right)\text{x}\left(\int_0^{\Delta V_x}\int_0^{\Delta V_y}\int_0^{\Delta V_z} exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta V_x{}^2}{\sigma_{V_{x1}}^2+\sigma_{V_{x2}}^2}+\right.\right.\right. \\ \left.\left.\left.+\frac{\Delta V_y{}^2}{\sigma_{V_{y1}}^2+\sigma_{V_{y2}}^2}+\frac{\Delta V_z{}^2}{\sigma_{V_{z1}}^2+\sigma_{V_{z2}}^2}\right)\right]d\Delta V_x d\Delta V_y d\Delta V_z\right), \quad (3)$$

$$P_{\text{объед}} = \frac{2\Phi(\Delta x)}{\sigma_x}\frac{2\Phi(\Delta y)}{\sigma_y}\frac{2\Phi(\Delta z)}{\sigma_z}, \quad (4)$$

где $t_x = \frac{\Delta x}{\sigma_x}$, $t_y = \frac{\Delta y}{\sigma_y}$, $t_z = \frac{\Delta z}{\sigma_z}$, а $\sigma_x = \sqrt{\sigma_{x_1}^2+\sigma_{x_2}^2}$, $\sigma_y = \sqrt{\sigma_{y_1}^2+\sigma_{y_2}^2}$, $\sigma_z = \sqrt{\sigma_{z_1}^2+\sigma_{z_2}^2}$ соответственно.

Таким образом, получены математические выражения для оценки вероятностных параметров объединения информации радиолокационных измерений от некогерентных пространственно-разнесенных источников. Выражения получены с учетом ряда условий, а именно: объединение осуществляется в узле информационной системы сетевой структуры; для объединения применяется алгоритм сетевой обработки, который в силу особенностей своего построения допускает обработку только одного ветвящегося решения – одного сообщения о воздушном объекте. При оценке вероятностных параметров объединения РЛИ не учитываются систематические и случайные ошибки и погрешности, имеющиеся в исходной информации от источников и в предшествующих объединению этапах алгоритма третичной сетевой обработки. Показано, что при выполнении определенных условий и допущений вероятность объединения информации одинакова для каждого поступившего сообщения о воздушном объекте, не зависит от продолжительности циклов обработки в узле информационной системы, от количества обрабатываемых измерений, загрузки каналов передачи данных и т.п., в отличие от традиционных алгоритмов обработки. Полученные выражения для расчета вероятности объединения информации и размеров строба точного отбора могут быть использованы при построении математических моделей функционирования и оценки вероятностных параметров объединения РЛИ как в узлах информационных систем сетевой структуры (пунктов сбора и обработки информации), так и для оценки достоверности информации в информационных системах в целом.

Одним из направлений дальнейшей работы над математической моделью алгоритма сетевой обработки является более полный учет особенностей РЛИ, поступаю-

щей от источников, а также учет характера погрешностей и ошибок, возникающих на этапах алгоритма сетевой обработки.

[1] Ермолаев В.Т. Разнесённый приём на основе корреляционной обработки сигналов / В.Т. Ермолаев, К.А. Морозов, А.А. Солоницына // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2017. № 12. С. 1109.

[2] Multi-radar tracker (MRT). [Northropgrumman]. – URL: http: // www. es.northropgrumman.com / solutions/ multiradartracker /assets/ Multi-Radar_Tracker-MRT.pdf. (:19.12.2011).

[3] Лучков Н.В. Анализ объединения данных РЛС, их временная и пространственная привязки / Н.В. Лучков // Автоматизация процессов управления. 2015. № 1 (39). С. 21.

[4] Хомяков А.В. Алгоритмы совместной траекторной обработки в многопозиционном радиолокационном комплексе / А.В. Хомяков, В.И. Филипченков, Ю.И. Мамон // Известия Тульского государственного университета. Технические науки. 2016. № 2. С. 305.

[5] Архимандритов И.Б. Задача разработки модели цифровой платформы сбора, обработки и распространения пространственных данных, построенной с использованием сетецентрической авиационной системы мониторинга / И.Б. Архимандритов, С.Г. Белов, В.С. Верба, А.А. Липатов, Д.А. Миляков, И.А. Сидоров, Д.Ю. Четыркин // Журнал радиоэлектроники. 2018. № 5. С. 8.

[6] Коновалов, А.А. Алгоритм завязки траектории цели в асинхронном многопозиционном радиолокационном комплексе / А.А. Коновалов // Радиотехника. 2012. № 7. С. 50.

[7] Кирюшкин, В.В. Межпозиционное отождествление результатов измерений и определение координат воздушных целей в многопозиционной радиолокационной системе на беспилотных летательных аппаратах / В.В. Кирюшкин, Н.С. Волков // Теория и техника радиосвязи. 2019. № 1. С. 107.

[8] Журавлёв, А.В. Алгоритм межпозиционного отождествления результатов измерений в суммарно-дальномерной многопозиционной радиолокационной системе в условиях многоцелевой обстановки / А.В. Журавлёв, В.В. Кирюшкин, А.В. Коровин // Радиотехника. 2019. Т. 83. № 6 (8). С. 180.

[9] Зябиров, Э.В. Выбор вида и параметров стробов при отождествлении координатной информации от средств обнаружения воздушных целей в комплексе средств автоматизации батарейного командного пункта / Э.В. Зябиров, А.В. Аравин, С.В. Михайлов, И.П. Филюшкин // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. 2018. № 4 (48). С. 88.

[10] Воронина, Н.Г. Проблемные вопросы решения задач при вторичной и третичной обработке данных в системах освещения обстановки / Н.Г. Воронина, А.В. Шафранюк // В сборнике: Материалы конференции "Управление в морских системах" (УМС-2018) 2018. С. 215.

[11] Морозов Г.В., Координированная пространственная обработка сигналов на базовых станциях систем сотовой связи с адаптивным выбором поляризации / Г.В. Морозов, А.В. Давыдов, А.А. Мальцев // Известия вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 8. С. 586.

[12] Кузьмин, С.З. Основы цифровой обработки радиолокационной информации/ С.З. Кузьмин. – М.: Сов. радио, 1974. 432 с.
[13] Охрименко А.Е. Основы обработки и передачи информации / А.Е. Охрименко. – Минск: МВИЗРУ ПВО, 1990. 180 с.
[14] Кореньков В. Время нового подхода. Агрегирование информации – эффективный способ борьбы с информационными перегрузками / В. Кореньков, П. Моисеенко, С. Семёнов // Воздушно-космическая оборона. 2006. № 3 (28).
[15] Конторов Д.С. Введение в радиолокационную системотехнику / Конторов Д.С., Голубев-Новожилов Ю.С. – М.: Советское радио, 1971. 368 с.
[16] Пат. 2461843 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Способ обработки радиолокационной информации в сетевой информационной структуре автоматизированной системы управления / Пальгуев Д.А., Таныгин А.А.; заявитель и патентообладатель Нижегородский научно-исслед. ин-т радиотехники – № 2011117435/07; заявл. 29.04.2011; опубл. 20.09.2012; Бюл. № 26.
[17] Пат.102269 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Автоматизированная система передачи радиолокационной информации / Пальгуев Д.А., Таныгин А.А.; заявитель и патентообладатель Нижегородский научно-исслед. ин-т радиотехники – № 2010137263/09; заявл.07.09.2010; опубл.20.02.2011; Бюл. № 5.
[18] Вентцель Е.С. Теория вероятностей и её инженерные приложения / Е.С. Вентцель, Л.А. Овчаров. – М.: Наука, 1988. 480 с.
[19] Тихонов В.И. Статистическая радиотехника / В.И. Тихонов. – М.: Радио и связь, 1982. 624 с.

МАТРИЧНЫЙ МЕТОД ОБРАБОТКИ МАССИВОВ ДИНАМИЧЕСКИ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ ДАННЫХ

Д.А. Пальгуев, В.Ю. Семенов
ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В обработке динамически изменяющихся данных, в частности, при третичной обработке радиолокационной информации [1, 2, 3], важную роль играет вид представления различных массивов данных, содержащих информацию о трассах и признаках воздушных объектов. При практической реализации вычислительного процесса традиционно нахождение нужной информации по конкретному воздушному объекту, обновление и обработка её в массивах данных осуществлялась методом поэлементного поиска. Теоретически вычисления с массивами данных, представленными матрицами, позволяют обойтись без поэлементного перебора данных, и получать выходные данные сразу в виде готового массива. Организация матриц и действия с ними сами по себе требуют значительного вычислительного ресурса, поэтому можно предположить, что определенный выигрыш во времени вычислений может ожидаться при наличии большого количества данных в массивах, не менее нескольких тысяч.

Предположим, что третичная обработка РЛИ происходит на сервере [4] некоторой автоматизированной системы обработки РЛИ сетевой структуры [5]. Для третичной обработки РЛИ необходимо сформировать последовательность операций, в качестве информационных элементов использовать матрицы, содержащие РЛИ. Последовательность действий с матрицами при третичной обработке примем в соответствии со способом обработки РЛИ в сетевой информационной структуре [6]. Полагаем, что на сервере, как устройстве обработки РЛИ, имеется информация о среднеквадратичных отклонениях (СКО) источников по координатам и составляющим скоростей воздушных объектов.

Формирование исходной матрицы ИМ сервера осуществляется в соответствии с блок-схемой алгоритма формирования, которая показана на рис. 1.

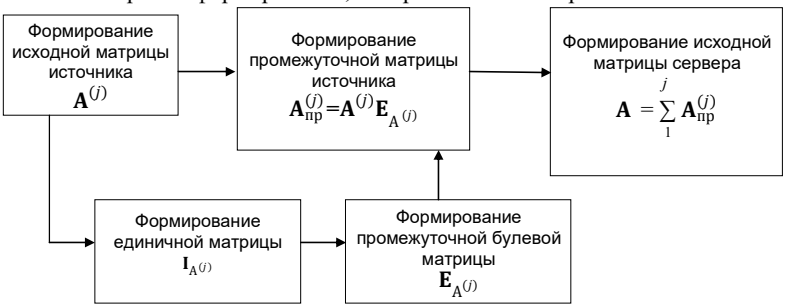


Рис. 1

Информация, поступающая на сервер от i-го источника ($i \in \{1, m\}$, где m – число источников РЛИ), представляется в виде исходной матрицы источника $\mathbf{A}^{(j)}$. Сообщение по одному объекту представляется в исходной матрице источника как столбец с соответствующими данными. В этом случае исходная матрица сервера, имеет вид (1):

$$\boldsymbol{A} = \begin{Vmatrix} x_1^{(1)} & \cdots & x_{N_1}^{(1)} & x_1^{(2)} & \cdots & x_{N_2}^{(2)} & \cdots & x_1^{(m)} & \cdots & x_{N_m}^{(m)} \\ y_1^{(1)} & \cdots & y_{N_1}^{(1)} & y_1^{(2)} & \cdots & y_{N_2}^{(2)} & \cdots & y_1^{(m)} & \cdots & y_{N_m}^{(m)} \\ z_1^{(1)} & \cdots & z_{N_1}^{(1)} & z_1^{(2)} & \cdots & z_{N_2}^{(2)} & \cdots & z_1^{(m)} & \cdots & z_{N_m}^{(m)} \\ V_{x_1}^{(1)} & \cdots & V_{x_{N_1}}^{(1)} & V_{x_1}^{(2)} & \cdots & V_{x_{N_2}}^{(2)} & \cdots & V_{x_1}^{(m)} & \cdots & V_{x_{N_m}}^{(m)} \\ V_{y_1}^{(1)} & \cdots & V_{y_{N_1}}^{(1)} & V_{y_1}^{(2)} & \cdots & V_{y_{N_2}}^{(2)} & \cdots & V_{y_1}^{(m)} & \cdots & V_{y_{N_m}}^{(m)} \\ V_{z_1}^{(1)} & \cdots & V_{z_{N_1}}^{(1)} & V_{z_1}^{(2)} & \cdots & V_{z_{N_2}}^{(2)} & \cdots & V_{z_1}^{(m)} & \cdots & V_{z_{N_m}}^{(m)} \\ n_1^{(1)} & \cdots & n_{N_1}^{(1)} & n_2^{(2)} & \cdots & n_{N_2}^{(2)} & \cdots & n_1^{(m)} & \cdots & n_{N_m}^{(m)} \end{Vmatrix}, \quad (1)$$

где $x_{Nm}{}^{(m)}$, $y_{Nm}{}^{(m)}$, $z_{Nm}{}^{(m)}$ – координаты объекта относительно точки стояния сервера, $V_{xNm}{}^{(m)}$, $V_{yNm}{}^{(m)}$, $V_{zNm}{}^{(m)}$ – составляющие скоростей, верхний индекс – принадлежность к источнику m, нижний индекс – порядковый номер сообщения N_m от одного источника, $n^{(i)} \in \{n_1{}^{(i)}, n_{Nm}{}^{(i)}\}$ – номера трасс, присваиваемые i-й РЛС.На рисунке 1 обозначены: j – порядковый номер источника, $\mathbf{A}^{(j)}$ – ИМ источников; $\mathbf{I}_A{}^{(j)}$ – промежуточные диагональные булевы матрицы источников; $\mathbf{E}_A{}^{(j)}$ – промежуточные булевы матрицы; $\mathbf{A}_{\text{пр}}{}^{(j)}$ – промежуточные матрицы источников; $\mathbf{A}$ – ИМ сервера.

Для замены столбца (сообщения) в ИМ сервера при поступлении на сервер повторных сообщений о сопровождаемых объектах также разработан ряд правил действий с матрицами, включая произведение $\otimes$ Адамара-Шура [7]. Наиболее существенным представляется введение исходной булевой матрицы ИБМ сервера $\mathbf{C}$, содержащей предыдущие результаты объединения информации на сервере, её наличие позволяет экономить вычислительный ресурс при действиях с матрицами. Блок-схема алгоритма замены столбца в ИМ сервера $\mathbf{A}$ показана на рис. 2.

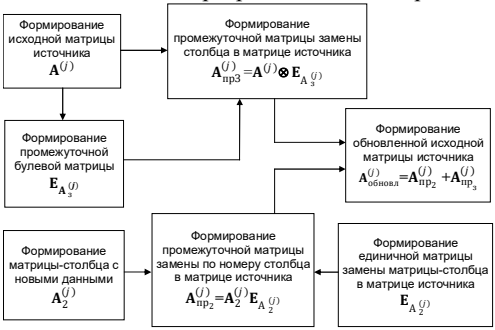


Рис. 2

На рис. 2 обозначены: j – порядковый номер источника, $\mathbf{A}^{(j)}$ – ИМ источников; $\mathbf{E}_{\mathbf{A}3}{}^{(j)}$ – промежуточные булевы матрицы замены столбца в матрице источника; $\mathbf{A}_{\text{пр}3}{}^{(j)}$ – промежуточные матрицы замены столбца в матрице источника; $\mathbf{A}_2{}^{(n)}$ – матрица-столбец с данными очередного сообщения; $\mathbf{E}_{A2}{}^{(j)}$ – единичные матрицы замены матрицы-столбца в матрице источника; $\mathbf{A}_{\text{пр}2}{}^{(j)}$ – промежуточные матрицы замены по номеру столбца в матрице источника; $\mathbf{A}^{(j)}{}_{\text{обновл}}$ – обновленные ИМ источников.

Используя данные об объектах, содержащиеся в сформированной ИМ сервера **A**, проведем этапы предварительного отбора, экстраполяции и точного отбора сообщений в соответствии с методом третичной обработки в сетевых структурах [6]. Предположим, что результаты объединения нового сообщения с имеющимися на сервере положительны. Тогда новое сообщение является сообщением об уже имеющемся воздушном объекте. При этом возникает необходимость ***сформировать матрицу B, являющуюся результирующей матрицей*** РМ сервера, не содержащей данные об одних и тех же объектах, поступивших от разных источников. Структурная схема алгоритма формирования результирующей матрицы сервера представлена на рис. 3.

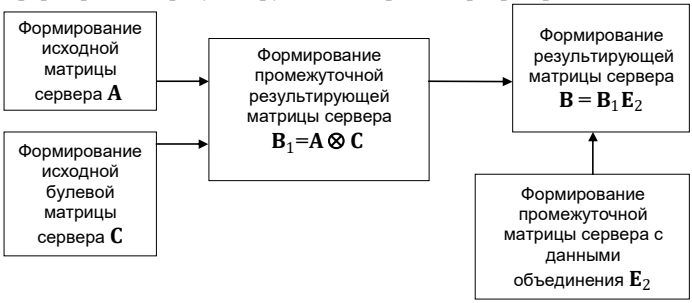


Рис. 3

На этом рисунке обозначены: $\mathbf{A}$ – ИМ сервера; $\mathbf{C}$ – ИБМ сервера; $\mathbf{E}_2$ – промежуточная матрица сервера с данными объединения; $\mathbf{B}_1$ – промежуточная результирующая матрица сервера; $\mathbf{B}$ – РМ сервера. Матрица $\mathbf{B}$ содержит сообщения только после проведения этапа объединения с учетом лучшего СКО источников, и она является результирующей матрицей сервера, содержащей объединенную РЛИ, поступившую на сервер от всех источников РЛИ.

Обработка повторных сообщений от источников РЛИ реализуется также разработкой ряда правил и применением разработанных ранее, и позволяет заменять сообщения в результирующей матрице **B**, не прибегая к этапу объединения сообщений с выделением строба.

В целом совокупность правил формирования матриц и действий над ними представляют собой методику представления и преобразования РЛИ при сетевой третичной обработке.

Результаты моделирования

Моделирование проводилось в пакете MatLab R2015a на ЭВМ с процессором Intel I7 и тактовой частотой 3.4 ГГц на каждое из 4-х ядер. Сравнивались две проце-

дуры формирования результирующей матрицы сервера из исходной матрицы сервера по времени выполнения: последовательного поэлементного перебора и матричной замены с помощью разработанных правил и действий над матрицами. На рис. 4 приведен график зависимости затраченного времени от числа ВО, трассы которых требуют обновления в результирующей матрице сервера. Моделирование проводилось исходя из наличия трех источников РЛИ.

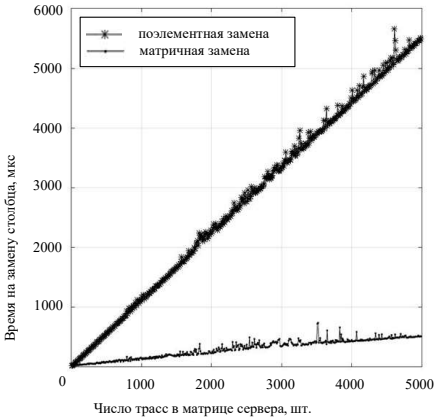


Рис. 4.

Анализ рисунка 4 показывает, что при относительно небольшом числе трасс (200-300) время обработки массивов данных разными способами отличается незначительно. Отметим, что это число воздушных объектов является типовым для большинства существующих РЛС. Вместе с тем, при увеличении числа объектов до 5000 наблюдается резкое отличие времени обработки от применяемого способа. Значимый выигрыш во времени обработки и, следовательно, в вычислительном ресурсе, наблюдается после увеличения числа обрабатываемых трасс от 1000 и более.

Заключение

Применение матриц и математического аппарата матричной алгебры для обработки массивов динамически изменяющихся данных на примере сетевой третичной обработки РЛИ показывает, что, действительно, в соответствии с предположениями, эффективность обработки (относительное уменьшение времени обработки и экономия вычислительного ресурса) с применением матриц по сравнению с поэлементным поиском и заменой, растет пропорционально количеству сообщений, поступающих на устройство обработки информации. В существующих устройствах сбора и обработки РЛИ количество сообщений, как правило, не превышает нескольких сотен, поэтому выигрыш во времени обработки незначителен (см. рис. 4). Ситуация изменяется, если появляется необходимость обработки значительно большего количества сообщений от источников РЛИ. Такое количество сообщений вполне достижимо в современных многодиапазонных и многолучевых комплексах различного назначения [8], в ситуациях сложной помеховой обстановки [10], и тем более в информационных системах сетевой структуры, объединяющих большое количество источников [5, 9].

Таким образом, применение матриц и математического аппарата матричной алгебры для обработки массивов динамически изменяющихся данных позволяет уменьшить время обработки и сэкономить вычислительный ресурс при обработке массивов данных размером в несколько тысяч элементов и более. Предложенный способ организации вычислений может найти свое место и в моделировании сложных информационных систем.

[1] Кузьмин С.З. Основы цифровой обработки радиолокационной информации / С.З. Кузьмин. – М.: Сов. радио, 1974. 432 с.
[2] Охрименко, А.Е. Основы обработки и передачи информации / А.Е. Охрименко. – Минск: МВИЗРУ ПВО, 1990. 180 с.
[3] Фарина А. Цифровая обработка радиолокационной информации. Сопровождение целей / Фарина А., Студер Ф. (Radar Data Processing. Volume I - Introduction and Tracking. Производств. изд-во. Перевод с англ. яз.) – М.: Радио и связь, 1993. 319 с. [BookReader] – URL: http://bookre.org.
[4] Пат. 125725 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Устройство обработки РЛИ в сетевой информационной структуре автоматизированной системы управления / Пальгуев Д.А., Таныгин А.А., Радаева А.С.; заявитель и патентообладатель Нижегородский научно-исслед. ин-т радиотехники – № 2012141982; заявл. 02.10.2012; опубл. 10.03.2013; Бюл. № 7.
[5] Пат.102269 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Автоматизированная система передачи радиолокационной информации / Пальгуев Д.А., Таныгин А.А.; заявитель и патентообладатель Нижегородский научно-исслед. ин-т радиотехники – № 2010137263/09; заявл. 07.09.2010; опубл. 20.02.2011; Бюл. № 5.
[6] Пат. 2461843 РФ, МПК G01S 13/91 (2006.01). Способ обработки радиолокационной информации в сетевой информационной структуре автоматизированной системы управления / Пальгуев Д.А., Таныгин А.А.; заявитель и патентообладатель Нижегородский научно-исслед. ин-т радиотехники – № 2011117435/07; заявл. 29.04.2011; опубл. 20.09.2012; Бюл. № 26.
[7] Магнус Ян Р. Матричное дифференциальное исчисление с приложениями к статистике и эконометрике / Ян Р. Магнус, Ханс Нейдекер. – перераб. изд. – М.: Физико-математическая литература, 2002. 495 с.
[8] Лавров А.А. Многолучевые радиолокаторы в составе охранных комплексов. Антитеррор. Монография / А.А. Лавров, И.К. Антонов, И.С. Ненашев, С.А. Чернов / Под ред. И.К. Антонова. – М.: Радиотехника, 2017. 216 с.
[9] Multi-radar tracker (MRT). [Northropgrumman]. – URL: http: // www. es.northropgrumman.com / solutions/ multiradartracker /assets/ Multi-Radar_Tracker-MRT.pdf.
[10] Фитасов Е.С. Адаптивный алгоритм пеленгации источников шумовых активных помех с использованием оценки квантилей статистического распределения процесса // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2017. № 1 (33). С. 18.

ПРИМЕНЕНИЕ СИМУЛЯТОРА ФИЗИЧЕСКОГО УРОВНЯ ПРИ РАЗРАБОТКЕ МАЛОЙ СОТЫ ДЛЯ МОБИЛЬНЫХ СЕТЕЙ ПЯТОГО ПОКОЛЕНИЯ

А.А. Адёркина[1,2], Я.П. Гагиев[2], Е.Ю. Калынова[2], Д.А. Куров[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ООО «Радио Гигабит»

Введение

Физический уровень служит интерфейсом между канальным уровнем и средой распространения. Производительность каналов передачи данных определяется свойствами среды распространения [1]. Обеспечение высокой производительности канала является сложной задачей из-за наличия различных источников искажений в беспроводном канале связи и радиотракте приемника и передатчика [2].

На сегодняшний день самой эффективной практикой при разработке протоколов и алгоритмов физического уровня является применение компьютерного моделирования. В качестве основного инструмента используется симулятор физического уровня (LLS – link level simulator), представляющий собой специализированное программное обеспечение для моделирования передачи модулированных данных через канал распространения с последующей демодуляцией на приемнике для оценки характеристик системы. Причиной эффективности такого подхода является достаточно высокая точность предсказания характеристик разрабатываемой системы, которая ограничивается только точностью математических моделей для канала распространения и искажений радиотракта.

В данной статье описана методология использования LLS в процессе разработки и тестирования аппаратной части физического уровня для беспроводных систем связи. В качестве примера системы связи используется базовая станция (БС) малой соты для мобильных сетей пятого поколения (5G NR). Статья содержит описание разработки и методологию применения симулятора физического уровня. Описанная методология включает в себя следующие аспекты: разработка алгоритмов приемника, отладка и верификация аппаратных блоков.

Системные параметры физического уровня малой соты

Для охвата большего числа пользователей и обеспечения более широкополосного сигнала в сетях связи пятого поколения предлагается использовать концепцию малых сот [3]. Малые соты – это БС с малым энергопотреблением, которые охватывают небольшую зону или применяются внутри помещений.

Протокол стандарта беспроводной связи пятого поколения обладает большой гибкостью, что обеспечивается большой вариативностью параметров системы [3]. Параметры физического уровня, реализованные в разрабатываемой аппаратной части БС малой соты представлены в таблице. В настоящий момент разрабатываются два типа физических каналов: канал данных и канал контрольной информации [4]. Для тестирования передатчика БС разрабатывается нисходящий канал от БС к пользователю, для тестирования приёмника БС – восходящий канала в обратном направлении.

Табл.

Параметр	Значение
Ширина полосы BW, МГц	100
Расстояние между поднесущими, кГц	30
Длительность слота, мс	0.5
Длительность сабкадра, мс	1
Длительность радиокадра, мс	10
Тип дуплекса	TDD
Число пространственных потоков в нисходящем канале	4
Число пространственных потоков в восходящем канале	2
Тип модуляции в восходящем канале	OFDM
Тип модуляции в нисходящем канале	OFDM
Размер Фурье	4096
Поддерживаемые цифровые модуляции	КФМ, 16-КАМ, 64-КАМ, 256-КАМ
Схема помехоустойчивого кодирования	Коды с низкой плотностью проверок на четность (канал данных) Полярные коды (контрольные каналы)

Архитектура симулятора физического уровня

Для разработки алгоритмов приемника малой соты и отладки аппаратной части был разработан симулятор физического уровня.

Симулятор был реализован в пакете прикладных программ Matlab использованием объектно-ориентированного подхода программирования. Основные блоки симулятора физического уровня и взаимодействие между ними упрощенно отображены на рис. 1. На данном рисунке приведен пример канала от БС к пользователю.



Рис. 1

Блоки, подставленные на рисунке, соответствуют классам, реализованным в симуляторе. Интерфейсы методов классов соответствуют реальным аппаратным блокам. В основе разделения на представленные классы лежит концепция разделения всего функционала симулятора на две части, соответствующие программной и аппаратной обработке сигнала. Параметры из конфигурационного файла обрабатываются в блоке контрольной логики и передаются в блоки приёмника и передатчика, которые в конечном продукте являются аппаратными.

В передающей части БС сформированный транспортный блок (ТБ) попадает в блок помехоустойчивого кодирования, где также выполняется распределение групп на КАМ-символам. В следующем блоке происходит формирование сигнала в частотной области [5]. КАМ символы данный и пилотных сигналов отображаются на поднесущие. Далее в OFDM модуляторе выполняются обратное дискретное преобразование Фурье и вставка циклического префикса во временной области.

Блок канала передачи моделирует прохождение сигнала через беспроводной канал [3]. Полученный сигнал с добавленным белым гауссовский шумом попадает в OFDM демодулятор на приёмнике пользователя. Далее блок распаковки ресурсов выполняет выделение данных и опорных сигналов из демодулированного потока. Затем производится эквализация данных и оценка канала по символам опорной последовательности. Последним этапом выполняется выделение бит данных из принятых КАМ-символов и канальное декодирование.

Для определения качества работы алгоритмов приёмника в блоке вычисления статистики вычисляются вероятности битовых, блоковых и пакетных ошибок и амплитуда вектора ошибок.

Тестирование и верификация аппаратных блоков

Аппаратная часть физического уровня малой соты была выполнена на платформе Xilinx RFSoC XCZU28DR. Блоки, расположенные на данном FPGA чипе, отображены на рис. 2. Как видно по рисунку, блок OFDM модулятора замкнут на OFDM демодулятор. Задача такой конфигурации – тестирование цифровой петли. Базовая станция генерирует нисходящий канал, который замыкается на приёмник БС, это позволяет одновременно тестировать приёмник и передатчик БС. Дополнительно на рисунке отмечены возможные места расположения точек захвата данных, которые позволяют проводить отладку конкретных аппаратных блоков. Для проверки производительности существующего дизайна FPGA был разработан инструмент отладки, который выполняет обработку данных. Инструмент отладки сопровождается графическим интерфейсом, в котором задаются общие параметры запуска симулятора: выделение ресурсов во времени и частоте, тип модуляции, скорость кодирования и другие. Графический интерфейс обладает возможность отображать параметры из блока вычисления статистических характеристик в текстовом и графическом видах. Более подробно этот процесс взаимодействия FPGA и LLS представлен на рис. 3. Пример представления результатов графическим интерфейсом приведен на рис. 4.

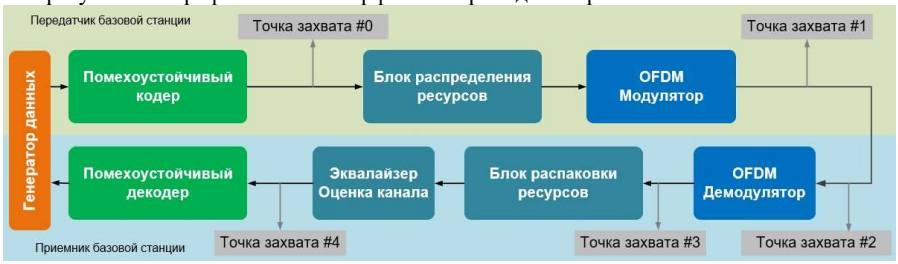


Рис. 2

Например, при установке точки захвата после блока помехоустойчивого кодера передатчика БС, этот блок и предыдущие выполняются на FPGA, затем данные этого блока передаются в программный симулятор и последующие блоки выполняются в LLS. Аппаратный блок захвата сигнала по сигналу начала слота начинает записывать данные в блок памяти по DMA (direct memory access – прямой доступ к памяти) протоколу. В процессоре, размещенном на тестируемой плате, реализован TCP/IP клиент (transmission control protocol/internet protocol – сетевая модель передачи данных, представленных в цифровом виде), который получает команды на чтение от TCP/IP сервера на персональном компьютере и отправляет данные на ПК, где они обрабатываются в LLS. Обработка происходит не в режиме реального времени. Связь между TCP/IP клиентом и сервером осуществляется по технологии Ethernet.



Рис. 3

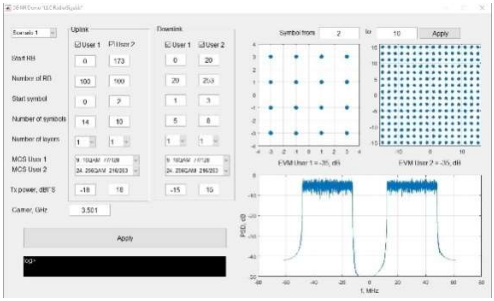


Рис. 4

Заключение

В работе представлена методология использования LLS в процессе разработки и тестирования аппаратной части физического уровня для БС малой соты для мобильных сетей пятого поколения (5G NR).

Отличительной особенностью представленного метода является получение высокой степени точности финальных характеристиках системы и существенного снижения временных затрат на отладку и верификацию аппаратных блоков.

Разработанный инструмент отладки позволяет эффективно верифицировать форму сигнала, сгенерированной передатчиком и отлаживать его на аппаратно-реализованном приёмнике.

[1] Таненбаум, Э. Компьютерные сети // Э. Таненбаум. – СПб.: Питер, 2013, 960 с.
[2] Компьютерные сети. Принципы, технологии, протоколы: Учебник для вузов. 3-е изд. / В.Г.Олифер, Н.А.Олифер. – СПб: Питер, 2006, 958 с.
[3] Dahlman E., Parkvall S., Sköld J., Beming P. // 5G NR: The next generation wireless access technology, 1st Edition, Academic Press, August 2018. 466 p.
[4] 3GPP TS 38.211 V15.4.0 (2018-12).
[5] 3GPP TS 38.214 V15.4.0 (2018-12).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИЗГИБНЫХ ВОЛН ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ И ЛОКАЛИЗАЦИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В ТОНКОСТЕННЫХ КОНСТРУКЦИЯХ

С.И. Муякшин[1)], И.Н.Диденкулов[1)], П.Н.Вьюгин[1)], В.В.Чернов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] ИПФ РАН

Введение

В последние десятилетия наряду с традиционными методами неразрушающего контроля (nondestructive testing - NDT) активно развиваются системы мониторинга состояния конструкций (structural health monitoring - SHM) [1]. Их задачей является постоянное или инспекционное (периодическое) слежение за структурной целостностью элементов сложных технических систем. В отличие от NDT – систем, SHM – системы используют сети из большого числа датчиков, установленных на конструкцию или интегрированных в нее. Чаще всего применяются пьезоэлектрические преобразователи [1, 3]. Благодаря этому фактически в режиме реального времени может производиться обнаружение повреждений, возникающих в процессе эксплуатации таких сложных технических систем, например, как летательные аппараты (ЛА). Критически важными конструкционными элементами ЛА являются тонкостенные оболочки, подкрепленные ребрами жесткости (крылья, фюзеляж, оперение и т.д.). Хорошо известно, что в пластинах и тонкостенных структурах могут распространяться волны Лэмба [2, 3]. Поэтому именно этот тип волн наиболее привлекателен для реализации концепции SHM-систем. Однако, как сказано в обзоре [3], работы в этом направлении находятся на раннем этапе развития. Это обусловлено многомодовым характером распространения волн Лэмба, проблемами селективного возбуждения нужных мод, сложным взаимодействием волн с повреждениями различного типа (отверстие, расслоение, трещина и т.д.) и трудностями в создании алгоритмов обработки пространственно-временной информации, необходимых для обнаружения и локализации повреждений.

В большинстве работ, посвященных алгоритмам обработки данных SHM – систем, используется статистический подход и уделяется мало внимания сложной физике взаимодействия волн и неоднородностей. Данная работа в какой-то степени восполняет этот пробел. В ней показано, как использование известных закономерностей рассеяния и дифракции волн на неоднородностях и приемов обработки сигналов, сложившихся в классической радио- и акустической локации, может помочь в разработке методов решения задачи обнаружения и локализации повреждений в пластинах и тонкостенных оболочках.

Физические основы метода

Будем исходить из того, что двумерные изгибные (антисимметричные) волны Лэмба, распространяющиеся в тонких пластинах [2], подчиняются тем же общим закономерностям, что и волны другой физической природы. При падении волны длиной λ на неоднородность с поперечником D на расстоянии R от нее, удовлетворяющем неравенству $R \ll D^2/\lambda$, формируется область частичной тени, где волна ослаблена. При увеличении расстояния из-за дифракции эта область расширяется и в так называ-

емой «волновой зоне» при $R>>D^2/\lambda$ возникает сектор, где имеется определенная угловая зависимость амплитуды: в середине этой области ослабление максимально, к краям эффект уменьшается. Угловую ширину этого сектора можно грубо оценить соотношением $\theta \approx \lambda/D$. Вычитая из опорного поля (baseline field) поле, искаженное неоднородностью, можно получить диаграмму рассеяния неоднородностью падающего поля. Такая диаграмма схематично показана на рис. 1. Когда поперечник неоднородности больше длины волны, диаграмма рассеяния вытянута в направлении распространения. Поэтому рассеянный сигнал (напомним, он получается вычитанием опорного и возмущенного полей) в этом направлении существенно больше сигнала, рассеянного назад. Отсюда следует, что локация «на просвет» энергетически выгоднее локации с

использованием сигнала обратного рассеяния. Для реализации «просветной» схемы зондирования приемники должны располагаться в пределах некоторого сектора за неоднородностью (см. рис. 1). Регистрируя возмущения углового распределения амплитуды разностного поля с помощью нескольких приемников можно установить факт появления неоднородности и оценить направление на нее.

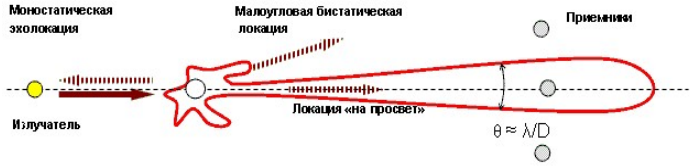


Рис. 1

Экспериментальные результаты

Для проверки этих соображений был проделан ряд опытов с пластиной из композитного материала (ПКМ). Экспериментальная установка представляла собой основание, на котором по окружности с радиусом 150 мм с шагом по углу 30° было установлено 8 пьезоэлектрических преобразователей (ПП) наклонного типа, которые на частоте 100 кГц хорошо принимали антисимметричные (изгибные) волны Лэмба [2]. В центре основания располагался излучатель такого же типа. Акустический контакт ПП с ПКМ обеспечивался с помощью вазелина. Излучались радиоимпульсы, состоявшие из 3-5 периодов частоты 100 кГц с амплитудой до 200 В. Аналоговые сигналы с ПП подавались на 8-ми канальный цифровой осциллограф фирмы National Instruments типа NI PXI-5105. Программа сбора, обработки и отображения данных была разработана в среде NI LabVIEW. Измеренная групповая скорость изгибных волн в ПКМ составила примерно 1400 м/с, а длина волны 14 мм.

В начале исследования в качестве неоднородности использовалось отверстие в пластине диаметром 10 мм, а для изменения его положения основание с ПП поворачивалось относительно центрального излучателя. Опыты подтвердили изложенные выше качественные соображения. На рис. 2 в яркостном виде в условных цветах представлены огибающие разностных сигналов с приемников в случае, когда отверстие располагалось между центральным излучателем и 3-м приемником. Сигнал с

этого приемника имеет максимальную величину, а его амплитуда убывает при увеличении углового отклонения от направления на максимум. Также хорошо заметно увеличение задержки принятого сигнала, которое объясняется ростом расстояния, пройденного зондирующим импульсом при бистатическом рассеянии.

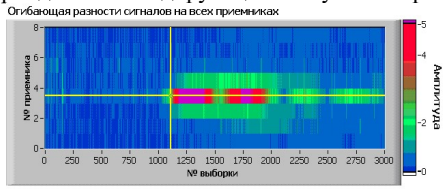


Рис. 2

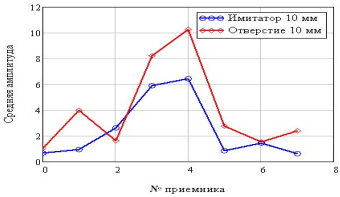


Рис. 3

Рассчитав зависимость средней амплитуды разностных сигналов от угла, получим график, подобный показанному на рис. 3 красной линией.

Ясно, что при перемещении отверстия (неоднородности) относительно системы приемников, это распределение будет сдвигаться. Поэтому очевидным способом определения направления на неоднородность в данном случае является расчет «центра тяжести» углового распределения разностного поля. На рис. 4 показан результат расчета направления указанным выше методом при повороте основания с ПП относительно центрального излучателя с шагом 10°. На рис. 5 показаны расчетные и экспериментальные задержки принятых сигналов при нахождении отверстия на расстоянии 50 мм от центра основания. Измеренные задержки для приемников 2 – 6 хорошо совпадают с расчетными, что показывает возможность определения расстояния от центрального излучателя до неоднородности.

Таким образом, просветный метод, реализованный в данной конфигурации датчиков, дает возможность определить положение неоднородности (дефекта) в цилиндрической системе координат с центром в излучающем ПП.

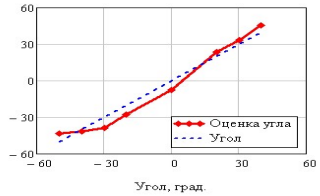


Рис. 4

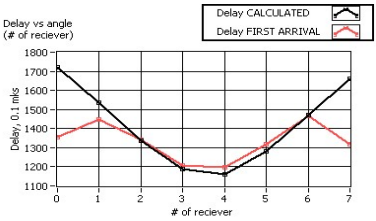


Рис. 5

В ходе работ выяснилось, что роль неоднородности, влияющей на распространение изгибных волн Лэмба, с успехом может играть стальной цилиндр массой несколько десятков граммов. Наибольший эффект наблюдался при его установке на вазелиновую смазку. На рис. 3 синим цветом показано угловое распределение средних амплитуд разностных сигналов за «имитатором» с таким же диаметром, как у отверстия. Имитатор влияет на падающую волну примерно в полтора раза слабее, чем отверстие.

Его использование является удобным экспериментальным приемом, который позволяет исследовать точность определения координат неоднородности на всей исследуемой поверхности.

Насколько можно судить по литературе [1, 3, 4], предлагаемый нами подход к решению задачи обнаружения и локализации повреждений является оригинальным. Метод предполагает сравнение распределения волнового поля по исследуемой области до (baseline) и после (предполагаемого) момента появления повреждения. Альтернативой такому подходу являются т.н. baseline free методы. Один из них описан в работе [4]. Авторы этой работы утверждают, что baseline free методы имеют преимущество по сравнению с методами сравнения (baseline). Нам, однако, представляется, что это преимущество кажущееся, поскольку в обоих случаях должна быть решена задача обнаружения, для чего необходимо выбрать порог. Только для baseline и baseline free методов порог должен выбираться из разных соображений: в первом случае должны учитываться возможные изменения параметров системы под воздействием внешних факторов, а во втором – собственные и внешние шумы приемного тракта.

Выводы

В работе показано, что изгибные (антисимметричные) волны Лэмба в пластинах из композитного материала рассеиваются на дефектах типа отверстия и массовой нагрузки поверхности. Рассеянное поле может быть выделено путем вычитания возмущенного дефектом поля из опорного. В системе с центральным излучателем направление на дефект может быть определено по угловому распределению рассеянного поля по приемникам, а расстояние от центрального излучателя до дефекта – по задержкам сигналов бистатического малоуглового рассеяния. Массивный цилиндр служит отличным «имитатором» дефекта. Он легко перемещается по поверхности и может быть использован для оценки точности работы систем обнаружения и локализации дефектов на всей контролируемой площади.

[1] Xinlin Qing, Wenzhuo Li, Yishou Wang and Hu Sun // Sensors. 2019. Vol. 19. P.545.
[2] Викторов И.А. Физические основы применения волн Рэлея и Лэмба в технике. – М.: «Наука», 1966, 169 с.
[3] Zhongqing Su, Lin Ye, Ye Lu // Journal of Sound and Vibration. 2006. Vol. 295. P. 753.
[4] Qiang Wang and Shenfang Yuan // Journal of intelligent material systems and structures. 2009. Vol. 20. P. 1663.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТГЦ ИМПУЛЬСНЫХ КВАНТОВЫХ КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ

А.И. Реутов[1)], В.А. Анфертьев[2)], М.Б. Черняева[1, 2)]

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

Создание терагерцевого (ТГц) спектрометра на основе импульсных квантовых каскадных лазеров (ККЛ) является перспективным направлением исследований. Это связано в том числе с тем, что в данном диапазоне частот лежат интенсивные линии поглощения многих органических молекул, что делает возможным применение данных спектрометров в медицине, биологии, астрофизике. Также многомодовый характер генерации лазеров данного типа обеспечивает широкий диапазон перестройки частоты спектрометрам, созданным на их основе. Однако для использования импульсных ККЛ в спектроскопических исследованиях необходимо знать частотные характеристики данных источников излучения.

Описание ККЛ и стенда по изучению частотных характеристик

В работе исследовались частотные характеристики образцов импульсных ККЛ, изготовленных группой профессора А.Н. Баранова (Institute of Electronics and Systems, University of Montpellier, France). Данные ККЛ выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на основе материалов GaAs/AlGaAs, состоят из 300 периодов и имеют резонансно-фононный дизайн на основе трех квантовых ям, аналогичный описанному в [1]. Образцы располагались на медном держателе в криорефрижераторе замкнутого цикла. Питание осуществлялось с помощью импульсного источника тока. Излучение ККЛ принималось на детектор на основе диода Шоттки. Сигнал с детектора усиливался и регистрировался осциллографом. Между окном криостата и детектором устанавливался открытый оптический резонатор типа Фабри-Перо с одним подвижным зеркалом. Разница по частоте между основными продольными модами резонатора составляла 530 МГц (при максимальном расстоянии между зеркалами). Возбуждение резонатора осуществлялось с помощью делителя луча, расположенного между зеркалами. На оси подвижного зеркала была закреплена шестеренка, которая через редуктор соединялась с шаговым двигателем (минимальный шаг шагового двигателя - 7,5 градусов). Редуктор был необходим для подбора оптимального перемещения зеркала резонатора. Шаговый двигатель управлялся микроконтроллером через драйвер. Контроль за перемещением осуществлялся с помощью энкодера и энкодерного диска, закрепленного на оси подвижного зеркала. Данная система определения перемещения зеркала обеспечивала точность 0,21 мкм. Осциллограф и микроконтроллер подключались по шине USB к ПК и управлялись программой, написанной на языке python.

Для исследования частотных характеристик выбирались такие параметры питания (длительность импульсов питания, частота, амплитуда тока), чтобы лазером генерировалась преимущественно одна мода. Затем находилось положение резонатора, при котором у отклика детектора от проходящего через резонатор излучения ККЛ можно наблюдать провалы, соответствующие только основным модам резонатора

(внеосевые моды не возбуждаются). В этом случае резонансные частоты можно вычислить по формуле:

$$f_q = \frac{qc}{2nd}, \quad (1)$$

где c - скорость света, n - показатель преломления среды, d - расстояние между зеркалами, q - число полуволн, укладывающихся на длине резонатора. При перемещении зеркала резонатора смещаются его резонансные частоты. Если переместить зеркало на расстояние $\alpha \ll d$, такое, что $f_{q\pm1}(d \pm \alpha) = f_q(d)$, то можно определить q, а затем и f_q. Таким образом можно вычислить частоту каждого резонанса на осциллограмме сигнала с детектора. Для этого было сделано следующее. С ПК в микроконтроллер оправлялась информация о том, сколько шагов шаговому двигателю нужно сделать, затем, после задержки, необходимой для перемещения зеркала и накопления сигнала с детектора, в осциллограф отправлялся запрос на считывание накопленного сигнала, а в микроконтроллер на получение информации о перемещении зеркала. Количество повторений данных операций (как и число шагов шагового двигателя) задавалось в интерфейсе программы. Таким образом была записана 691 осциллограмма. Затем на каждой записи выделялись участки сигнала детектора с координатами шести резонансов референсной (первой) осциллограммы и подсчитывалось среднеквадратическое отклонение (СКО) этих участков от резонансов референсной осциллограммы (см. рис. 1). Достижение локального минимума в СКО означает наложение резонансов и, следовательно, совпадение частот. Оценки частот представлены в табл. 1. Шаг перемещения зеркала составлял 0,84 мкм.

Табл. 1

Номер резонанса	1	2	3	4	5	6
Частота, ГГц	3789,42	3789,70	3789,70	3792,56	3789,70	3792,56

К сожалению, в данной серии экспериментов не удалось разрешить изменение частоты излучения ККЛ по ходу импульса. Это связано с тем, что погрешность измерения частоты (3 ГГц) порядка перестройки частоты. Данная погрешность связана с относительно малым суммарным перемещение зеркала резонатора (580,44 мкм) и медленными «уходами» резонансной картины с течением времени, вследствие изменения модового состава излучения ККЛ.

Зная количество резонансов на осциллограмме сигнала с детектора и расстояние между ними, можно оценить скорость перестройки частоты излучения лазера. Для данного образца она составила 482,01 МГц/мкс. Наличие перестройки частоты можно объяснить тем, что при увеличении температуры лазерного полоска в течение импульса питания, происходит его расширение и изменение эффективного показателя преломления полупроводниковой структуры.

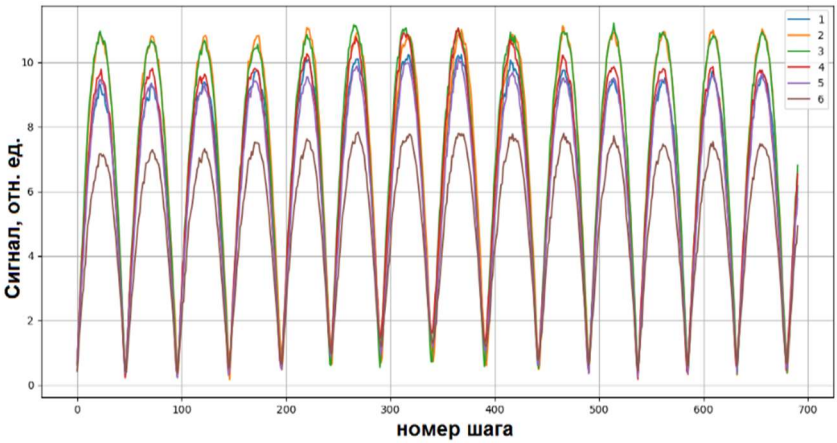


Рис. 1

Затем на основе вышеописанной экспериментальной установки, в которой вместо резонатора устанавливалась метровая медная измерительная ячейка, был собран стенд для записи линий поглощения в ТГц диапазоне с помощью импульсного ККЛ (в данном стенде использовался другой образец ККЛ той же серии). В предварительно откачанную до давления 10^{-4} миллибар кювету напускались пары воды. На рис. 2 представлена линия поглощения воды, зарегистрированная при различных давлениях в ячейке. В окрестности генерации исследуемых образцов ККЛ имеются две интенсивные линии поглощения воды: 3798,28 ГГц, 3807,26 ГГц [2]. Но неизвестно какая из этих линий была зарегистрирована на эксперименте, т.к. для лазера, используемого для записи линий поглощения, не проводились исследования частотных характеристик.

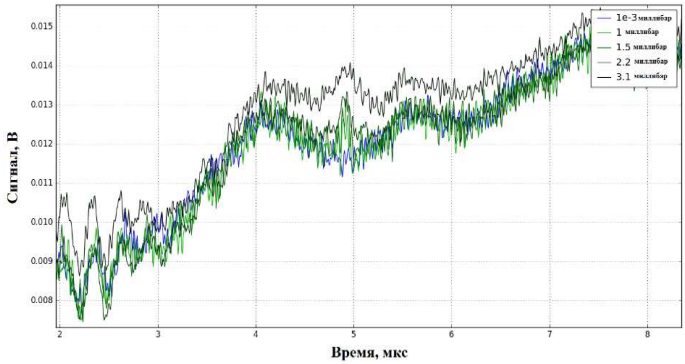


Рис. 2

Исходя из данных, представленных на рис. 2, получены зависимости относительного коэффициента поглощения (4 - 6,7%) и полной ширины линии поглощения (см. табл. 2) от давления в ячейке.

Табл. 2

Давление, миллибар	1	1,5	2,2	3,1
Полная ширина (эксперимент), МГц	31,81	36,84	48,2	74,58
Полная ширина (теория), МГц	26,16	37,21	53,25	74,22

Оценки относительного коэффициента поглощения получились значительно меньше, чем предсказывает теория (порядка 100%, исходя из информации о силе линий [2]). Вероятнее всего, данное отличие связано с многомодовостью исследуемых образцов. Теоретические оценки полной ширины линии поглощения при различном давлении вычислялись на основе информации о доплеровском уширении и самоуширении (коэффициент самоуширения взят из [3]), поскольку при данных давлениях в ТГц диапазоне оба механизма вносят существенный вклад в уширение линии. Расхождение теоретической и экспериментальной оценки полной ширины линии при давлении 1 миллибар составляет 17,7% и может быть объяснено низким отношением сигнал/шум в экспериментальных данных при данном давлении.

Таким образом, показана возможность автоматизированного определения частотных характеристик импульсных ТГц ККЛ с помощью открытого оптического резонатора с программно-регулируемым расстоянием между зеркалами. Получены оценки частоты генерации ККЛ и скорости перестройки частоты. С помощью импульсного ККЛ зарегистрирована линия поглощения воды.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№18-52-16017 НЦНИЛ_а).

[1] Kumar S., Hu Q., Reno J.L. // 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design. Applied Physics Letters. 2009. Vol. 94, № 13. P. 131105.
[2] https://spec.jpl.nasa.gov/cgi-bin/catform.
[3] http://spectra.iao.ru/molecules/simlaunch?mol=1.

МИКРОАРХИТЕКТУРНАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ПРОГРАММНЫХ СИСТЕМ

А.О. Щербак

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время практически все исследования в радиофизике, будь то теоретические или экспериментальные производятся с широким применением электронных вычислительных машин (ЭВМ). Для решения поставленных задач ЭВМ исполняют последовательность команд называемой программой. Данные программы могут содержать ограниченный набор команд, понятных конкретной машине. Такие команды получаются путем трансляции или интерпретации команд, написанных на высокоуровневых языках программирования, таких как C, C++, Python и другие. За выполнение трасляции отвечает компилятор – специальная программа, создающая новыю программу на машинном языке путем трансляции с высокоуровневнего языка. Машинные команды исполняются центральным процессором, одним из главных блоков ЭВМ. Организация данного модуля с точки зрения обработки машинных команд, называется микроархитектурой. Понимание основных принципов работы процессора на уровне микроархитектуры позволяет создавать программы, работающие эффективнее.

Сложные задачи науки часто требуют больших вычислительных мощностей, или быстрого времени выполения. Для достижения поставленных задач необходимо применять оптимизационные решения повышения производительности. Такие оптимизации можно разделить на алгоритмичиские или не связанные со структурой ЭВМ и те, которые учитывают особенности современных компьютеров. Основная суть этих решений – максимально эффективно загрузить работой ЭВМ учитывая все конструктивные особенности.

В настоящей работе представлен подход к оптимизации производительности программных систем с учетом структурных особенностей аппаратного обеспечения. Подход основан на анализе статистических данных полученных с аппаратных блоков ответственных за производительность. Представленный тип оптимизации подходит для программного обеспечения, работающего в однопоточном режиме. В статье проводится обзор особенностей микроархитектурной оптимизации на примере произведения матриц, представлена функциональная структура соврменных прицессоров.

Микроархитектура современных процессоров

Одним из абстрактных уровней представления современного компьютера является уровень микроархитектуры. Его задача – интерпретация команд, написаных на машинном языке (уровня архитектуры набора команд). Строение уровня микроархитектуры зависит от того, каков уровень архитектуры команд, а также от назначения компьютера. Основной частью любого процессора является тракт данных, который состоит из АЛУ (арифметико-логического устройства), его входов и выходов. На рис. 1 приведена упрощенная схема тракта данных микроархитектуры Sandy Bridge. В верхней части схемы находится блок предварительной обработки, ответственный за

выборку команд из памяти и их подготовку к исполнению. Этот блок получает новые команды x86 (набор команд) из кэша команд первого уровня. Они декодируются в микрооперации и помещаются в кэш микроопераций. Если блок декодирования сталкивается с условным перехом, он обращается за информацией к блоку прогнозирования переходов. Этот блок содержит историю переходов, осуществлявшихся в прошлом, и на основании накопленных данных предполагает, будет ли выполнен условный переход при следующей встрече в программе. Из кэша микроопераций команды передаются планировщику команд в порядке, определяемом программой, но при их исполнении возможно отступление от этого порядка [1].

За один цикл работы процессора в планировщик поступает 4 микрокоманды. При этом блок распределения и подмены проводит проверку на предмет доступности ресурсов, необходимых для выполнения микрооперции. При наличии свобоных ресурсов, микрооперация устанавливается в одну из очередей планировщика, показанных на рис. 1.

Если исполнение микрооперации в данный момент невозможно, она откладывается, однако обработка последующих операций продолжается. Таким образом, микрооперации часто исполняются вне их исходной последовательности. Очереди планировщика помещают готовые к исполнению операции в один из шести функциональных блоков: АЛУ 1 и блок умножения с плавающей точной, АЛУ 2 и блок сложения/вычитания с плавающей точкой, АЛУ 3, блок обработки переходов и сравнений с плавающей точкой, команды сохранения, команды загрузки 1, команды загрузки 2 [1].

После исполнения микрокоманд на функциональных блоках, результаты сортируются в том порядке, в котором они поступали в конвеер. После блока пересортироваки, данные поступают в кэш данных первого уровня.

Микроархитектурный подход к оптимизации производительности

Для оптимизации производительности на уровне микроархитектуры, необходимо проанализировать на сколько утилизированы доступные аппаратные средства процессора при исполнении программы. Одним из возможных путей решения данной задачи является получение данных от специального модуля PMU (Performance Monitoring Unit). Конкретная микроархитектура может сгенерировать множества данных через свой PMU. Однако зачастую сложно определить, какая информация важна при обнаружении и устранении конкретных проблем с производительностью. Часто требуется глубокое знание как дизайна микроархитектуры, так и спецификаций PMU для получения полезной информации из необработанных данных о событиях. Дополнительную сложность вносит количество операций, исполняемых процессором, их количство часто превышает несколько десятков миллиардов. С учетом описанных проблем были разработаны специальные программы – анализаторы производительности, предоставляющие обработанные статистические данные. Эти программы могут не только указать место в программе, где процессор провел больше всего времени, но и указать тип проблемы. Если простой функциональных блоков связан с блоком предварительной обработки и частично с блоком распределения, то такой класс проблем называется front-end bound. Если проблема в частях тракта данных ответственных за исполнение микрокоманд, то говорят о back-end bound. Back-end bound в свою очередь делится на memory bound проблемы, связанные с памятью и кэшем и core bound

– простой, возникший при исполнении команды функцианальным блоком. Одной из важнейших метрик, показывающих степень утилизации процессора, является CPI (Cycles Per Inaction Retired) метрика, показывающая среднее количество исполненных циклов на выполненную инструкцию. Идеальным, но практически не достижимым считается величина в 0,25CPI. Учитывая степень выраженности той или иной проблемы, показанной программой анализатором производительности, можно сфокусировать оптимизацию на проблемную область добиваясь минимального значения CPI.

Практическая часть

В качестве примера оптимизации однопоточного приложения была выбрана программа по перемножению матриц размером 8 на 8, элемантами которых выступали переменные с плавающей точкой двойной точности. Для того, чтобы результат был заметен по времени, перемножение осуществлялось 2048 раз. В качестве процессора, на котором запускалась программа был выбран Intel Xeon Gold 6152 с частотой 2.10ГГц. Компиляция производилась компиляторм gcc с включенными оптимизациями O3. При первой серии запусков был выбран простейший алгоритм перемножения двух матриц через тройной вложенный цикл. Листинг программы показан на рис. 2, где i и j индексы элементов перемножаемых матриц, а k скользящий индекс положения. Среднее время выполнения данного цикла составило 65 секунд, back-end bound задержка в исполнении составила в среднем 91%, и большая её часть связана с обращением к памяти. Значение параметра CPI при выполнении операции составил 3, 3. Данные представлены в таблице в строке 1. Для минимизации обращения к памяти был применен метод раскручивания цикла (loop unrolling). Техника оптимизации компьютерных программ, состоящая в искусственном увеличении количества инструкций, исполняемых в течение одной итерации цикла. В результате применения этой оптимизации увеличивается количество инструкций, которые потенциально могут выполняться параллельно, и становится возможным более интенсивное использование регистров, кэша данных и исполнительных устройств. Листинг второй версии цикла представлен на рисунке 3. Данные, полученные после запуска, представлены в таблице в строке 2. Как видно, программа стала работать эффективнее примерно в 3 раза.

Заключение

В результате проделанной работы была представлена упрощеная схема тракта данных современного процессора семейства x86. Были описаны основы микроархитектурной оптимизации. В приведенном примере было показано улучшение производительности однопоточного приложение методом раскручивания цикла.

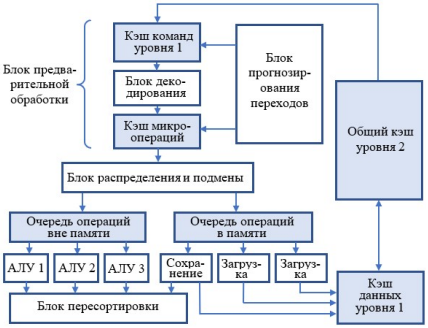


Рис. 1

```
int i,j,k;

//Basic serial implementation
for(i=0; i<msize; i++) {
    for(j=0; j<msize; j++) {
        for(k=0; k<msize; k++) {
            c[i][j] = c[i][j] + a[i][k] * b[k][j];
        }
    }
}
```

Рис. 2

```
// loop unrolling
for(i=0;i<msize;i+=4) {
    for(j=0;j<msize;j+=4) {
        for(k=0;k<msize;k++) {
            c[i][j] = c[i][j] + a[i][k] * b[k][j];
            c[i+1][j] = c[i+1][j] + a[i+1][k] * b[k][j];
            c[i+2][j] = c[i+2][j] + a[i+2][k] * b[k][j];
            c[i+3][j] = c[i+3][j] + a[i+3][k] * b[k][j];

            c[i][j+1] = c[i][j+1] + a[i][k] * b[k+1][j];
            c[i+1][j+1] = c[i+1][j+1] + a[i+1][k] * b[k+1][j];
            c[i+2][j+1] = c[i+2][j+1] + a[i+2][k] * b[k+1][j];
            c[i+3][j+1] = c[i+3][j+1] + a[i+3][k] * b[k+1][j];

            c[i][j+2] = c[i][j+2] + a[i][k] * b[k+2][j];
            c[i+1][j+2] = c[i+1][j+2] + a[i+1][k] * b[k+2][j];
            c[i+2][j+2] = c[i+2][j+2] + a[i+2][k] * b[k+2][j];
            c[i+3][j+2] = c[i+3][j+2] + a[i+3][k] * b[k+2][j];

            c[i][j+3] = c[i][j+3] + a[i][k] * b[k+3][j];
            c[i+1][j+3] = c[i+1][j+3] + a[i+1][k] * b[k+3][j];
            c[i+2][j+3] = c[i+2][j+3] + a[i+2][k] * b[k+3][j];
            c[i+3][j+3] = c[i+3][j+3] + a[i+3][k] * b[k+3][j];
        }
    }
}
```

Рис. 3

				back end		
№	время, с	CPI	Front End	memory	core	retiring
1	65	3,3	0,1%	81%	10%	7%
2	19	1,5	0.10%	52%	25%	20%

[1] Таненбаум Э., Остин Т. Архитектура компьютера. 6-е изд. – СПБ.: Питер, 2018, 816 с.

[2] Курмангалеев Ш.Ф. Методы оптимизации Си/Си++ - приложений, распространяемых в биткоде LLVM с учетом специфики оборудования. Труды Института системного программирования РАН.2013. Том 24. С. 127-144. DOI: 10.15514/ISPRAS-2013-24-7.

[3] Fog A. Optimizing Subroutines In Assembly Language: An Optimization Guide For x86 Platforms. http://www.agner.org/optimize/optimizing_assembly.pdf.

[4] Top-down Microarchitecture Analysis Method. https://software.intel.com/content/www/us/en/develop/documentation/vtune-cookbook/top/methodologies/top-down-microarchitecture-analysis-method.html

ЦИФРОВЫЕ КОМПЕНСАТОРЫ ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИИ НА ОСНОВЕ ФАЗОВЫХ БИХ-ФИЛЬТРОВ

Н.С. Морозов, В.Н. Бугров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В стационарных линейных структурах, где отсутствуют волновые процессы и носителем полезной информации является электрический сигнал, частотная дисперсия обусловлена различным временем обработки спектральных составляющих входного широкополосного сигнала диспергирующей стационарной структурой. Так в фазовых линейных БИХ-фильтрах наблюдается сильная как положительная, так и отрицательная частотная дисперсия сигнала. Спроектированные соответствующим образом, такие фазовые фильтры могут успешно выступать в роли цифровых компенсаторов дисперсионных искажений в сигнальных трактах или линиях передачи. Формальной оценкой частотной дисперсии широкополосного сигнала в цифровом фильтре является коэффициент дисперсии *D(v)*, как скорость изменения группового времени запаздывания (ГВЗ) по частоте:

$$D_{(v)} = \frac{\partial \tau_{gr}}{\partial \omega} = \frac{1}{2\pi}\frac{\partial \tau_{gr}}{\partial \nu}$$

При этом коэффициент дисперсии способен количественно оценивать очень малые фазовые девиации [1]., что и необходимо для построения цифрового компенсатора дисперсии (ЦКД) с заданным законом изменения дисперсионной характеристики. В узкой полосе канала связи компенсатор дисперсии, как правило, должен обеспечивать либо линейно возрастающий, либо линейно падающий закон дисперсионной характеристики, необходимый для компенсации нормальной либо аномальной частотной дисперсии волны в линии передачи. Наиболее целесообразно осуществлять проектировании ЦКД современными численными методами дискретного программирования, позволяющими работать не с аналитическим, а с дискретным представлением характеристик, когда характеристики ЦКД табулированы с заданной дискретностью их представления в частотной области и в вычислительной системе представлены двумерными массивами (векторами). Это даёт возможность, с одной стороны, заменить аналитическую аппроксимацию, свойственную аналитическим подходам, простой оцифровкой требуемых характеристик, причём ошибка оцифровки фазовых характеристик даже весьма сложной формы может быть минимизирована соответствующим выбором шага частотной дискретизации. С другой стороны, дискретное представление позволяет рассчитывать с заданной точностью дисперсионную характеристику фазового фильтра численными методами дифференцирования. Каждая *j*-ая характеристика ЦКД, характеризуемая совокупностью (вектором) скалярных частотных выборок $Y_j(y_i, y_2, \ldots, y_m)$, позволяет применять для синтеза технического решения эффективные поисковые методы многокритериальной оптимизации. Ошибки квантования также легко устранить, осуществив дискретизацию и параметрического пространства коэффициентов ЦКД только теми значениями, при которых ошибка квантования равна нулю. При использовании в алгоритме цифровой фильтрации вычислений

в формате с фиксированной точкой (ФТ), наиболее целесообразно осуществлять дискретизацию параметрического пространства коэффициентов целочисленным кодом (квантом) данного представления [2, 3].

Описание модели и результаты

Передаточная функция рекурсивного целочисленного компенсатора, состоящего из каскадного соединения m-фазовых звеньев второго порядка ($m=N/2$, где N – общий порядок фазового фильтра), имеет следующий вид:

$$H(z) = \prod_{i=1}^{m} \frac{a_{2i} + a_{1i}z^{-1} + a_0 z^{-2}}{a_{0i} + a_{1i}z^{-1} + a_1 z^{-2}} \quad (1)$$

Характерной особенностью является то, что коэффициенты числителя и знаменателя передаточной характеристики такого фильтра вещественны и зеркальны, что позволяет при синтезе варьировать лишь два коэффициента на звено.

Рассмотрим, в качестве примера, решение задачи синтеза 8-битового целочисленного ЦКД с линейно возрастающим законом дисперсионной характеристики в узкой полосе радиоканала, что необходимо для компенсации нормальной частотной дисперсии в сигнальном тракте или линии передачи. Целевая функция задачи формировалась в виде взвешенной суммы двух частных целевых функций $f_{ГВЗ}(IX)$ и $f_{ДИСП}(IX)$, обеспечивающих соответственно выполнение требуемых законов изменения ГВЗ и дисперсии в полосе компенсации.

$$F(IX) = \beta_1 f_{\text{ГВЗ}}(IX) + \beta_2 f_{\text{дисп}}(IX) \quad (1)$$

При этом обе частные целевые функции формировалась по критерию минимума среднеквадратичного отклонения, а амплитудно-частотная характеристика компенсатора в силу зеркальности его коэффициентов имеет единичное значение на всём интервале Найквиста. Весовые коэффициенты целевых функций определялись практически в ходе решения следующей экстремальная задача целочисленного программирования для синтеза 8-битового ЦКД в форме каскадного соединения 2 фазовых звеньев:

$$F_0(IX^O) = minF(IX), IX \in I^4 \quad (2)$$

$$-128 \le a_{di} \le 127, i = \overline{1,2} \quad (3)$$

$$a_{0i} = 128, i = \overline{1,2} \quad (4)$$

$$Zp_j < 0{,}9, j = \overline{1,4} \quad (5)$$

Таким образом, минимизация целевого функционала (1) осуществлялась на 4-мерном целочисленном пространстве 8-битовых параметров в допустимой области (3) при выполнении функциональных ограничений устойчивости фильтра (5) по всем полюсам передаточной функции ЦКД с радиусами, не превышающими 0,9 в z-плоскости. На рис. приведены частотные характеристики синтезированного компенсатора: а) АЧХ; б) ФЧХ в полосе пропускания; в) ГВЗ в полосе пропускания г) частотная дисперсия.

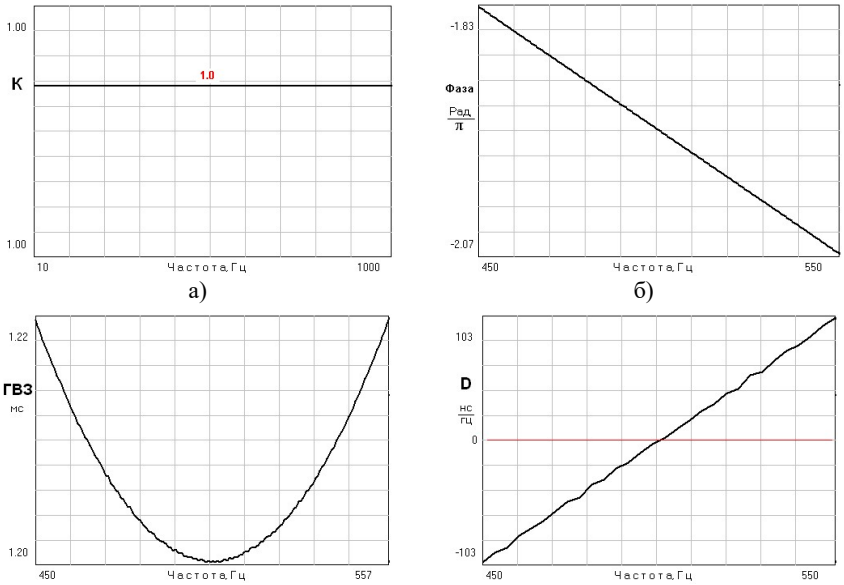


Рис.

Для численного решения экстремальной задачи (2) использовался эффективный алгоритм поиска на дискретной сетке кода Грея, предназначенной для решения дискретных задач оптимального проектирования [4]. Данный алгоритм относится к классу глобальных итеративных алгоритмов направленного сканирования на детерминированной сетке, которая образуется путем равномерного разбиения интервала изменения каждой i-ой переменной на 2^{Qi} дискретных значений, где параметр *Qi* определяет дискретность сетки, равную числу двоичных разрядов, которыми в кодовом пространстве отображается каждая *i*-ая переменная. Таким образом, в данном алгоритме реализована необходимая для квантования коэффициентов формата ФТ дискретность сетки. Для преобразования массива дискретных значений каждой *i*-ой переменной в кодовое пространство используется код Грея, который позволяет организовать построение минимизирующей последовательности на дискретной сетке при помощи так называемых сфер поиска с изменяющимися радиусами. Таким образом, при последовательном автоматическом расширении и сужении сфер поиска происходит направленное сканирование всей области поиска, без полного её перебора. Характерными особенностями данного поискового алгоритма является высокая надёжность отделения глобального экстремума, малые потери на поиск, эффективная работа в пространстве высокой размерности, а также отсутствие априори настраиваемых параметров. Вектор $\mathbf{IX}^{\mathbf{O}}$, минимизирующий скалярную целевую функцию F(**IX**) на множестве допустимых целочисленных решений (3), является решением задачи синтеза ЦКД по требуемому закону дисперсионной характеристики.

Таким образом, применение алгоритма поиска на дискретной сетке квантованных параметров позволяет получать технические решения компенсаторов дисперсии с нулевой ошибкой реализации на цифровой платформе или кристалле с заданной длиной слова коэффициентов. Современные алгоритмические комплексы целочисленной минимизации позволяют решать такие проектные задачи надёжно и эффективно при выполнении всех внешних требований и ограничений к работе ЦКД, что даёт возможность существенно повысить его качество и сократить время разработки.

[1] Морозов Н.С., Бугров В.Н., Пройдаков В.И. Частотная дисперсия сигнала в рекурсивных цифровых фильтрах. // В кн.: 18-ая международная конференция «Цифровая обработка сигналов и её применение – DSPA-2016», Доклады. Том 1 – М.: НТО РЭС им. А.С. Попова, 2016 г. С. 198.
[2] Бугров В.Н. Дискретный синтез минимально-фазовых и линейно-фазовых цифровых БИХ-фильтров. // Компоненты и технологии. 2019. № 10. С. 92.
[3] Emmanuel Ifeachor, Barrie Jervis. Digital Signal Processing: A Practical Approach (2nd Edition). – Harlow: Pearson Education, 2002. P. 543.
[4] Воинов Б.С., Бугров В.Н., Воинов Б.Б. Информационные технологии и системы: поиск оптимальных, оригинальных и рациональных решений. – М.: Наука, 2007. С. 731.

ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ С ФЛУКТУАЦИЯМИ ФАЗЫ

Е.С. Фитасов[1)], Е.В. Леговцова[1)], М.А. Борисова[1)], Ю.В. Митрофанова[1)], В.В. Насонов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Существует ряд радиофизических задач, в которых требуется оценка когерентности принимаемого радиосигнала или самой радиоприемной системы. Данные задачи могут возникать в различных областях радиофизики – радиолокации, связи, электроники (физики полупроводников), навигации и др. Например, оценка когерентности сигналов может использоваться, в задачах приёма многоканальной радиолокационной системой отраженного от цели эхо-сигнала, при синтезе систем защиты от активных шумовых помех с использованием компенсационных антенн, при синтезе систем защиты радиотехнических систем (радиолокационных, навигационных, гидролокационных) от имитирующих помех, при анализе флуктуаций в автоколебательных системах, при исследовании шумов в наноразмерных структурах и др. [1-4].

В работе [5] был предложен метод оценки степени когерентности радиолокационных сигналов в виде энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы. Предложенная мера имеет более универсальный характер и имеет ряд существенных достоинств по сравнению с известными методами, например, инвариантность относительно формы сигнала и возможность вычисления оценки на основе выборочной корреляционной матрицы сигнала при отсутствии априорных данных.

Проведем оценку когерентности сигналов с флуктуацией фазы. Ограничимся в данной работе более общим случаем флуктуаций, распределенных по нормальному закону. В данном случае модель входного процесса принимает вид:

$$\boldsymbol{X}_{\varphi} = \left(e^{-j(fT+\varphi_1)}, e^{-j(2fT+\varphi_2)}, \dots, e^{-j(NfT+\varphi_N)}\right).^{H} \quad (1)$$

$\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_N$ – случайные фазы, распределенные по нормальному закону в некотором диапазоне φ.

Корреляционная матрица (КМ) принимаемого детерминированного сигнала будет иметь вид [6]

$$\boldsymbol{R} = \langle \boldsymbol{X}\boldsymbol{X}^{H} \rangle, \quad (2)$$

где $\langle * \rangle$ – знак статистического усреднения.

С учетом собственного шума единичной мощности КМ будет иметь вид:

$$\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{R} + \boldsymbol{I}. \quad (3)$$

В соответствии с [5] показатель энтропии равен:

$$H = -\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i}\, ln(\lambda_{0i}), \quad (4)$$

где $\lambda_{0i} = \frac{\lambda_i}{\mathrm{Sp}\,\mathbf{\Phi}}$ – нормированные собственные значения корреляционной матрицы $\mathbf{\Phi}$; $\mathrm{Sp}\,\mathbf{\Phi}$ – след (сумма диагональных элементов) матрицы $\mathbf{\Phi}$, который характеризует среднюю энергию сигнала.

На рисунке показаны графики зависимости оценки энтропии от ОСШ для различных значений случайной фазы.

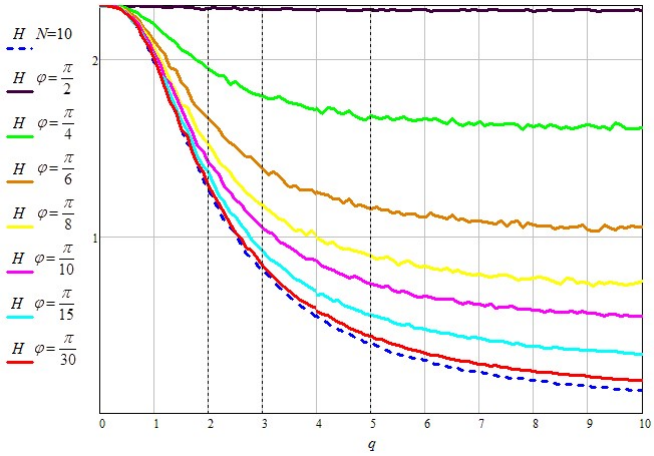


Рис.

Зависимость значений энтропии от ОСШ для аддитивной смеси детерминированного сигнала и собственного шума для различных значений случайной фазы.

Пунктирной линией показана энтропия процесса без фазовых флуктуаций. Из графиков видно, что при значениях СКО случайной фазы равных $\varphi \approx 0{,}1 \approx \pi/30$ фазовыми флуктуациями процесса можно пренебречь, т.е. сигнал можно считать когерентным. А при фазовых флуктуациях $\varphi \approx \pi/2$ энтропия стремится к значению $\ln(N)$, т.е. процесс становится полностью некогерентным. В случае частично когерентного сигнала значение энтропии при ОСШ $q \to \infty$ стремится к постоянному значению, определяемому распределением флуктуаций фазы (частоты) процесса.

Данная методика может быть рекомендована в радиофизических приложениях, в которых требуется анализ свойств сигналов и их трансформации при прохождении (распространении) в среде или через различные радиотехнические системы – в измерительных системах, в задачах исследования электромагнитной обстановки; в задачах обеспечения электромагнитной совместимости радиоэлектронных средств и др.

Таким образом, энтропия распределения сигнала по собственным подпространствам корреляционной матрицы позволяет получить количественную и информативно ёмкую оценку степени когерентности сигналов, что является достаточно актуальной задачей для широкого спектра радиофизических приложений.

[1] Малахов А.Н. Флуктуации в автоколебательных системах. – М.: Наука, 1967, 660 с.

[2] Канащенков А.И. Защита радиолокационных систем от помех. Состояние и тенденции развития / Под ред. А.И. Канащенкова и В.И. Меркулова. – М.: Радиотехника, 2003, 416 с.
[3] Спектрально-корреляционные характеристики одноканального автокомпенсатора помех / Арзамасов С.Н., Малахов А.Н., Музычук О.В., Позументов И.Е. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 3. С. 545.
[4] Болховская О.В., Мальцев А.А Решающие статистики для некогерентного обнаружения сигналов в многоэлементных антенных решётках // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 2. С. 163.
[5] Михеев П.В. Метод оценки когерентных свойств радиолокационных сигналов / П. В. Михеев // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. XLIX, № 1. С. 82.
[6] Ширман Я.Д. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех / Я.Д.Ширман, В.Н.Манжос. – М.: Радио и связь, 1981. 416 с.

ПРОЕКЦИОННЫЙ МЕТОД ДОПЛЕРОВСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ МАЛОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ОБЪЕКТОВ

Е.В. Леговцова[1)], Е.С. Фитасов[1)], Д.А. Васильев[2)], А.Б. Борзов[2)], Г.Л. Павлов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] МГТУ им. Н.Э. Баумана

Особенность задачи обнаружения малоскоростных воздушных объектов заключается в синтезе режекторного фильтра системы селекции движущихся целей, вносящего минимальные потери при обнаружении полезного в интервале частот, непосредственно прилегающем к зоне режекции. Параметры зоны режекции задаются из требований по обеспечению подавления сигналов, отраженных от местных предметов, (т.е. для сигналов с центральной частотой Доплера $\omega_{МП} = 0$).

Для решения задачи минимизации потерь в обнаружении полезного сигнала в работах [1-3] был предложен и проанализирован способ межпериодной обработки, вытекающий из оптимальной процедуры обнаружения полезного сигнала на фоне помехи с заданными корреляционными свойствами. Суть данного метода заключается в аппроксимации обратной корреляционной матрицы помехи матрицей-проектором на подпространство, ортогональное подпространству помехи.

Пусть радиолокационной системой принимается выборка, представляющая собой аддитивную смесь сигнала, характеризующегося неслучайным вектором $\mathbf{X}$ и помехи $\mathbf{n}$, распределенной в общем случае по гауссовскому (нормальному) закону [4]

$$\boldsymbol{Y} = \boldsymbol{X} + \boldsymbol{n}. \qquad (1)$$

При этом, комплексная амплитуда отражённого от точечного объекта радиолокационного сигнала (в предположении его полной когерентности) имеет межпериодную временную структуру, характеризуемую вектором [4]

$$\boldsymbol{X}(\omega) = \left(e^{-j\omega T}, e^{-j2\omega T}, \dots, e^{-jN\omega T}\right)^{H}, \qquad (2)$$

где T – период зондирования радиолокационных импульсов, N – количество импульсов в принимаемой пачке, ω – частота Доплера.

Сигнал пассивной помехи будет представлять собой комбинацию множества синусоид вида (2), образующих некоторый континуум по частоте Доплера. Этот континуум может быть аппроксимирован конечным набором синусоид при достаточно плотной их расстановке по частоте Доплера. Таким образом, сигнал пассивной помехи может быть представлен в виде линейной комбинации конечного числа комплексных синусоид (2) с частотами Доплера $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_M$, где M – число используемых для аппроксимации пассивной помехи синусоид.

Обратную корреляционную матрицу интенсивной помехи можно аппроксимировать матрицей-проектором на подпространство, ортогональное подпространству помехи [1]

$$\boldsymbol{R^{-1}} \approx \boldsymbol{I} - \boldsymbol{P}, \qquad (3)$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, $\mathbf{P} = \mathbf{M}(\mathbf{M^H M})^{-1}\mathbf{M^H}$ – матрица-проектор на подпространство помехи [5], H – знак эрмитова сопряжения, $\mathbf{M} = [\mathbf{X}(\omega_1), \mathbf{X}(\omega_2), \dots, \mathbf{X}(\omega_M)]$ –

матрица, составленная из вектор-столбцов сигналов, частоты Доплера которых $\omega_1, \ldots, \omega_M$ с некоторым шагом перекрывают диапазон частот пассивной помехи.

Матрица **I**–**P** является проектором на ортогональное пассивной помехе подпространство [5], и действие этого матричного оператора на любую линейную комбинацию синусоид $\mathbf{X}(\omega_1), \mathbf{X}(\omega_2), \ldots, \mathbf{X}(\omega_M)$ приводит к ее «занулению».

С учетом (3) квазиоптимальный весовой вектор межпериодной обработки имеет вид

$$\boldsymbol{W} = (\boldsymbol{I} - \boldsymbol{P})\boldsymbol{X}(\omega). \quad (4)$$

Матрица-проектор **I**–**P** выполняет функцию режектора пассивной помехи и является общей для всех доплеровских фильтров. Нули зоны режекции определяются значениями частот $\omega_1, \ldots, \omega_M$ векторов, образующих матрицу **M**.

Проведём оценку эффективности предлагаемого метода для задачи обнаружения радиолокационной системой малоскоростных воздушных объектов на фоне интенсивных отражений от местных предметов. Критерием эффективности при оценке доплеровской фильтрации будут являться вносимые потери в отношение сигнал/ шум по сравнению с согласованной (оптимальной) фильтрацией (1).

Частотная характеристика доплеровского фильтра системы СДЦ (настроенного на частоту Доплера полезного сигнала ω_0) определяется выражением

$$K(\omega, \omega_0) = \frac{\left|\boldsymbol{X}^{\boldsymbol{H}}(\omega)(\boldsymbol{I} - \boldsymbol{P})\boldsymbol{X}(\omega_0)\right|}{N}, \quad (5)$$

где N – количество импульсов в пачке.

На рис. 1 показаны графики зависимости нормированных коэффициентов передачи полезного сигнала от его частоты Доплера для разных значений длины выборки сигнала N и параметров доплеровского фильтра (M – количество нулей зоны режекции).

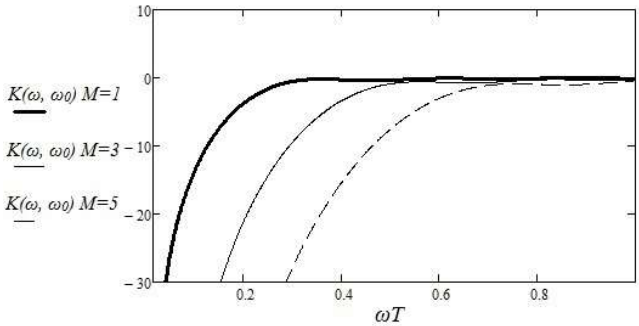


Рис. 1. Зависимости нормированных коэффициентов передачи полезного сигнала от его частоты Доплера для длины выборки сигнала $N = 25$

Из рис. 1 видно, что сигнал от воздушного объекта с нормированной частотой Доплера $\omega_0 T \cong 0{,}3$ (в нашем случае это соответствует радиальной скорости объекта ~ 25 м/с) будет проходить без потерь при параметре фильтра (количестве нулей) $M = 1$. При ширине зоны режекции пассивных помех, обеспечиваемой параметром $M = 5$, потери при обнаружении полезного сигнала составят ~20 дБ.

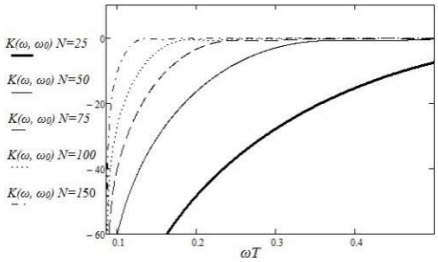


Рис. 2. Зависимости нормированных коэффициентов передачи полезного сигнала от его частоты Доплера при количестве нулей зоны режекции $M = 5$

Из графика, приведенного на рис. 2, видно, что сигнал от цели с нормированной частотой Доплера $\omega_0 T \cong 0{,}05$ при $N = 150$ (в рассматриваемом случае это соответствует радиальной скорости объекта ~ 4 м/с) при параметре фильтра $M = 1$ проходит с незначительными потерями. А при параметре фильтра $M = 5$ и длине выборки $N = 150$ обеспечивается обнаружение (без потерь) объектов с радиальными скоростями ~ 12 м/с.

Таким образом, использование квазиоптимального проекционного метода доплеровской фильтрации радиолокационных сигналов позволяет обеспечить обнаружение малоскоростных воздушных объектов (с радиальными скоростями близкими к нулю) на фоне интенсивных отражений от местных предметов и подстилающей поверхности с минимальными потерями в отношении сигнал/шум.

[1] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Козлов С.А., Бессонова Е.В., Насонов В.В. Квазиоптимальный проекционный метод доплеровской фильтрации радиолокационных сигналов // Известия вузов. Радиофизика. № 6. Т. 62. С. 460.
[2] Фитасов Е.С. Система селекции движущихся целей на основе проекционного метода доплеровской фильтрации радиолокационных сигналов // Датчики и системы. 2017. № 3. С. 29.
[3] Способ селекции движущихся целей: а.с. 2593276 РФ / Е.С. Фитасов Е.В., Леговцова; заявл. 04.08.2015; опубл. 10.08.2016, Бюл. № 22.
[4] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. 416 с.
[5] Ланкастер П. Теория матриц. – М.: Наука, 1982. 272 с.

Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 20 мая 2020 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ЭФФЕКТ КОНЕЧНОСТИ РАЗМЕРА АТОМАРНОГО ДИПОЛЯ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ПОРЯДКА ИЛИ МЕНЕЕ НАНОМЕТРА

И.Р. Хайрулин[1)], М.Ю. Емелин[1)], М.Ю. Рябикин[1, 2)]

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

В последнее десятилетие был достигнут значительный прогресс в создании мощных фемтосекундных параметрических лазерных источников излучения ближнего и среднего ИК диапазонов. Подобные источники открывают новые перспективы при исследовании взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. В частности, к ним относятся процессы, связанные с перерассеянием электронов [1] при туннельной ионизации. К числу таких процессов относится генерация гармоник высокого порядка (ГВП) лазерного излучения в газах [2].

Согласно полуклассической модели [1], элементарный акт, лежащий в основе генерации ГВП в газах, представляет собой трёхступенчатый процесс, в котором электрон отрывается от атома или молекулы под действием переменного интенсивного лазерного поля, ускоряется им и возвращается к родительскому иону, в результате столкновения с которым может быть испущен высокоэнергетичный фотон. Отличительной особенностью эффекта генерации ГВП в газах является платообразный характер распределения в спектре гармоник. При этом положение отсечки такого плато определяется пондеромоторной энергией оторванного электрона – чем она выше, тем более широким оказывается спектр генерируемых гармоник. Так как пондеромоторная энергия электрона пропорциональна квадрату длины волны лазерного излучения, то ширину плато в спектре высоких гармоник можно значительно увеличить при использовании источников среднего ИК диапазона. Классическим примером такой возможности стал эксперимент [3], в котором при ионизации атомов гелия лазерным излучением с центральной длиной волны 3.9 мкм был получен когерентный широкополосный суперконтинуум с максимальной энергией фотонов, достигающей 1.6 кэВ, что соответствует минимальной длине волны, примерно равной 0.8 нм.

Ещё более длинноволновый лазерный источник был продемонстрирован в недавней работе [4], в которой экспериментально показана генерация фемтосекундных импульсов с центральной длиной волны до 9 мкм и пиковой мощностью порядка 1 ГВт, частота повторения которых составляет 1 кГц. В работе [5] теоретически показана возможность генерации высоких гармоник с энергиями фотонов более 10 кэВ (соответствующая длина волны менее 0.13 нм) при воздействии на атомы гелия фемтосекундными импульсами мощного лазерного излучения с центральной длиной волны 8–10.6 мкм.

В таких длинноволновых лазерных полях из-за большой пондеромоторной энергии электрона становятся существенными факторы, которые дополнительно ограничивают эффективность генерации гармоник. Среди них можно выделить влияние магнитного поля лазерного излучения [6], которое приводит к отклонению («магнитному дрейфу») траекторий электронов, движущихся с субрелятивистскими скоростями, от прямолинейных, в результате чего вероятность столкновения электронов с родительскими ионами уменьшается.

Таким образом, уже сегодня появляется возможность генерировать гармоники с длиной волны порядка ангстрема, что сопоставимо с размером излучающего атомарного диполя. В этом случае атом (или молекулу) нельзя рассматривать как точечный излучатель и необходимо учитывать пространственную задержку между полями, сгенерированными разными частями атомарного диполя.

В настоящей работе исследован вопрос о роли неточечности излучающих атомарных диполей в процессе генерации гармоник высокого порядка с длиной волны порядка или менее размера излучающего атома на примере атома водорода, находящегося в основном состоянии. Получен явный вид множителя, который учитывает конечность размера атомарного излучателя в спектре высоких гармоник. Учёт этого множителя приводит к двум следствиям: (а) в пределе малых длин волн генерируемых гармоник нормированная (так, чтобы исключить факторы эффективности возбуждения атомарного диполя) мощность излучателя увеличивается пропорционально квадрату кинетической энергии электрона, (б) с уменьшением длины волны гармоник основная мощность оказывается сосредоточенной в узком конусе, угол раствора которого в направлении движения оторванного электрона уменьшается обратно пропорционально кинетической энергии электрона. Таким образом, при длине волны, много меньшей характерного размера атомарного излучателя, режим генерации высоких гармоник переходит в режим синхротронного излучения.

[1] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71, № 13. P. 1994.
[2] McPherson A., Gibson G., Jara H., Johann U., Luk T.S., McIntype I.A., Boyer K., Rhodes C.K. // J. Opt. Soc. Am. B. 1987. Vol. 4, № 4. P. 595.
[3] Popmintchev T., Chen M.C., Popmintchev D., Arpin P., Brown S., Ališauskas S., Andriukaitis G., Balčiunas T., Mücke O.D., Pugzlys A., Baltuška A., Shim B., Schrauth S.E., Gaeta A., Hernández-García C., Plaja L., Becker A., Jaron-Becker A., Murnane M.M., Kapteyn H.C. // Science. 2012. Vol. 336, № 6068. P. 1287.
[4] Wilson D.J., Summers A.M., Zigo S., Davis B., Robatjazi S.J., Powell J.A., Rolles D., Rudenko A., Trallero-Herrero C.A. // Sci. Rep. 2019. Vol. 9. P. 6002.
[5] Емелина А.С., Емелин М.Ю., Рябикин М.Ю. // Квантовая электроника. 2014. Т. 44, № 5. С. 470.
[6] Ким А.В., Рябикин М.Ю., Сергеев А.М. // Успехи физических наук. 1999. Т. 169, № 1. С. 58.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ ВОДЯНОГО ПАРА В ДАЛЬНЕМ ИК ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

А.О. Королева[1, 2], Т.А. Одинцова[2], М.Ю. Третьяков[2], O. Pirali[3], A. Campargue[4]

[1]ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт прикладной физики РАН
[3]SOLEIL Synchrotron
[4]Univ. Grenoble Alpes

Составляя всего около 0.3% массы атмосферы, водяной пар отвечает примерно за 70% поглощаемого атмосферой излучения и является основным парниковым газом. Кроме резонансных линий, соответствующих изменению внутренней энергии отдельных молекул H_2O, вода обладает континуальным поглощением, которое плавно меняется с частотой и в атмосферных условиях возникает вследствие парных межмолекулярных взаимодействий.

Разделяют собственный и сторонний континуум водяного пара (1).

$$\alpha_{cont}(\nu, P) = \alpha_{self}(\nu, P) + \alpha_{foreign}(\nu, P) = C_{self}(\nu) \cdot P_{H_2O}^2 + \\ + C_{foreign}(\nu) \cdot P_{H_2O} \cdot P_{foreign}. \quad (1)$$

Здесь $\alpha_{cont}(\nu, P)$ – полное континуальное поглощение, $\alpha_{\text{self}}(\nu, \text{P})$ и $\alpha_{foreign}(\nu, P)$ – собственный континуум и сторонний континуум водяного пара соответственно, ν – частота; C_{self} и $\text{C}_{\text{foreign}}(\nu)$ – частотно- и температурнозависимые коэффициенты собственного и стороннего континуума. P_{H_2O} – давление водяного пара, $P_{foreign}$ – давление стороннего газа, полное давление смеси $P = P_{H_2O} + P_{foreign}$.

Собственный континуум появляется вследствие взаимодействия молекул воды между собой, а сторонний – вследствие взаимодействия молекул воды с молекулами других (сторонних) газов. Для атмосферных приложений актуальна задача экспериментального исследования поглощения водяного пара в смеси с воздухом и двумя его основными составляющими – азотом и кислородом.

Несмотря на продолжительную историю экспериментального и теоретического исследования, континуум все еще остается плохо изученным. Недостаток экспериментальных данных о континууме в дальнем ИК диапазоне вызван недостатком широкодиапазонных источников излучения с достаточной спектральной яркостью и приемников с достаточной чувствительностью в области «терагерцового провала». Кроме того, континуальное поглощение на несколько порядков ниже резонансного поглощения в максимумах интенсивных спектральных линий, и для его исследования нужен спектрометр с высокой чувствительностью.

В данной работе представлены новые экспериментальные данные о стороннем континууме водяного пара в смеси с азотом, кислородом и воздухом в диапазоне 50-500 см$^{-1}$. Спектры поглощения регистрировались при комнатной температуре с помощью Фурье-спектрометра высокого разрешения IFS-125HR с многоходовой ячейкой, эффективная длина которой составляла 151 м. Это позволило выявить слабое континуальное поглощение даже при давлениях водяного пара в несколько мбар. Эксперименты проводились в лаборатории ALIES при синхротроне SOLEIL [1]. Использование синхротронного излучения позволяет увеличить чувствительность спектрометра

до 15 раз по сравнению со стандартными тепловыми источниками излучения. В качестве дополнительного источника излучения использовался глобар. В ходе эксперимента было получено 196 записей спектров поглощения влажных азота, кислорода и воздуха. Условия эксперимента приведены в таблице.

Таблица

Сторонний газ Чистота газа, %	N_2 99.9999			O_2 99.9995	Воздух 99.999
Источник излучения	Глобар	Синхротрон			
Номер серии	1	2	3	4	5
Максимальное давление водяного пара, мбар	3	2	4	4	4
Максимальное полное давление, мбар	100	200	430	400	400

Наблюдаемый в эксперименте спектр коэффициента поглощения α_{total} рассматривался как сумма резонансного α_{res} и континуального α_{cont} поглощений:

$$\alpha_{total}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{foreign}\right) = \alpha_{res}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{foreign}\right) + \alpha_{cont}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{foreign}\right). \quad (2)$$

В диапазоне 50-500 см$^{-1}$ резонансное поглощение рассматриваемых в работе сторонних газов пренебрежимо мало в сравнении с поглощением водяного пара. Резонансное поглощение водяного пара моделировалось как сумма линий с общим профилем [2]:

$$\alpha_{Line} = \frac{\alpha_{ab}}{\pi} R(\nu)\left(\frac{\Delta\nu_c}{(\nu-\nu_0)^2+{\Delta\nu_c}^2} + \frac{\Delta\nu_c}{(\nu+\nu_0)^2+{\Delta\nu_c}^2}\right), \text{где} \quad (3)$$

$$\Delta\nu_c = \Delta\nu_{H_2O} + \Delta\nu_{foreign}, \quad (4)$$

$$R(\nu) = \frac{\nu}{\nu_0}\frac{tanh\left(h\nu/2kT\right)}{tanh\left(h\nu_0/2kT\right)}. \quad (5)$$

Здесь α_{ab} – интенсивности линий, ν_0 – частоты центров линий, $\Delta\nu_c$ – столкновительные ширины линий, в которые входит уширение давлением водяного пара и стороннего газа, k – постоянная Больцмана, h – постоянная Планка, T – температура.

Параметры резонансных линий были взяты из базы данных HITRAN2016 [3] и из теоретических расчетов [4,5].

Для определения коэффициентов стороннего континуума использовались данные о коэффициенте собственного континуума $C_{self}(\nu)$ из нашей предыдущей работы [6] и следующее соотношение:

$$C_{foreign}(\nu) = \frac{\alpha_{total}\left(\nu, P_{H_2O}, P_{foreign}\right) - C_{self}(\nu)\cdot P_{H_2O}^2}{P_{H_2O}\cdot P_{foreign}}. \quad (6)$$

Результат определения стороннего континуума H_2O-N_2 по трем сериям изменений приведен на рисунке (1). Данные о коэффициенте стороннего континуума, полученные с помощью глобара, имеют большую погрешность в сравнении с синхротронными данными и превышают синхротронные результаты по величине. Тем не менее, результаты определения коэффициента стороннего континуума H_2O-N_2 для 3 серий измерений сходятся между собой в пределах 3-σ погрешности.

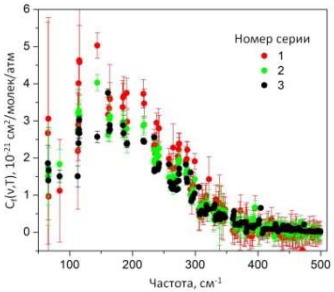


Рис. 1

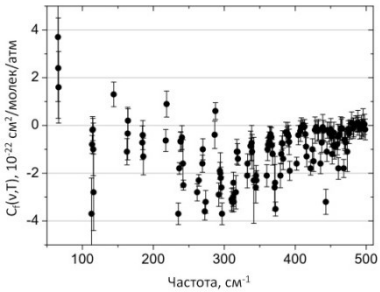


Рис. 2

Величина коэффициента стороннего континуума H_2O-O_2, как минимум, на порядок меньше, чем H_2O-N_2 (рис. 2), и не достаточна для точного определения в наших условиях. Это отличие в несколько раз превышает разницу между H_2O-N_2 и H_2O-O_2 континуумами, продемонстрированную в работе [7], где теоретические и экспериментальные данные об этих континуумах представлены в диапазоне 22-84 см$^{-1}$.

Сторонний континуум влажного воздуха определяется взаимодействием самых распространенных в атмосфере молекул – азота (78.084 %), кислорода (20.95 %) и аргона (0.934 %):

$$\alpha_{H_2O-Air} = C_{H_2O-Air}P_{H_2O}P_{air} = \\ = C_{H_2O-N_2}P_{H_2O}P_{air} + C_{H_2O-O_2}P_{H_2O}P_{air} + C_{H_2O-Ar}P_{H_2O}P_{ar}. \quad (7)$$

В рассматриваемых нами условиях сторонний континуум H_2O-Ar и H_2O-O_2 пренебрежимо малы. Поэтому из формулы (7) следует связь между коэффициентами стороннего континуума влажного азота и воздуха.

$$C_{H_2O-Air} = 0.78 \cdot C_{H_2O-N_2}. \quad (8)$$

Рисунок 3 показывает согласие полученных $C_{H_2O-N_2}$ и C_{H_2O-Air} между собой и с предшествующими данными (см. [8-10, 11] и ссылки там). Коэффициенты стороннего континуума влажного азота пересчитывались к коэффициентам стороннего континуума влажного воздуха с учетом соотношения (8). Отметим, что в диапазоне частот 90-330 см$^{-1}$ данные о стороннем континууме $C_{H_2O-N_2}$ и C_{H_2O-Air} ранее отсутствовали.

Сравнение полученных данных с единственной существующей моделью для атмосферных приложений MT-CKD [12], позволяющей рассчитать континуум влажного воздуха, показывает, что модель недооценивает величину стороннего континуума примерно на 25% в области максимума континуального поглощения. Однако в целом

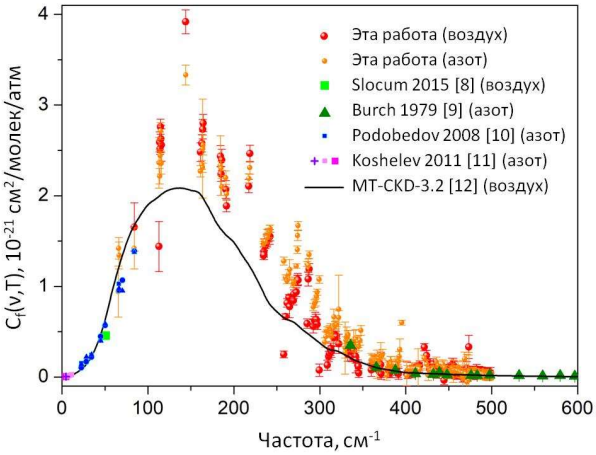


Рис. 3

предсказание модели и результаты эксперимента удовлетворительно согласуются друг с другом. Стоит отметить, что модель MT-CKD получена эмпирически на основе данных из более высокочастотной области спектра водяного пара. Результаты расчета были перенесены на рассматриваемый частотный диапазон, но их применение здесь не вполне обосновано.

Следующим этапом работы станет анализ возможных механизмов, формирующих сторонний континуум.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00705, 18-55-16006 и 18-05-00698.

[1] https://www.synchrotron-soleil.fr/en
[2] Clough S.A., Kneizys F.X., Davies R.W. // Atmos. Res. 1989. Vol. 23. P. 229.
[3] Gordon I.E. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 203. P. 3.
[4] Vispoel B. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2019. Vol. 228. P. 79.
[5] Gamache R. Private communication.
[6] Odintsova T.A. et al // J. Mol. Struct. 2020. Vol. 1210. P. 128046.
[7] Podobedov V.B. et al // J. Quant.Spectrosc. Radiat. Transf. 2008. Vol. 251. P. 203.
[8] Slocum D.M. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2015. Vol. 159. P. 69–79.
[9] Burch D.E., Gryvnak D.A. // Method of calculating H_2O transmitting between 333 and 633 cm^{-1}. Report No AFGL-TR-79-0054. 1979.
[10] Koshelev M.A. et al // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2011. Vol. 112. P. 2704.
[11] Podobedov V.B. et al // J. Quant.Spectrosc. Radiat. Transf. 2008. Vol. 109. P. 458.
[12] Mlawer E.J. et al // Phil. Trans. R. Soc. A. 2012. Vol. 370. P. 2520.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОПРОВОДИМОСТИ, МАГНИТОПРОПУСКАНИЯ И ДЛИННОВОЛНОВОГО СТИМУЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ HgCdTe

А.А. Разова[1)], В.В. Румянцев[2)], Л.С. Бовкун[3)], В.Я. Алешкин[2)], Н.Н. Михайлов[4)], С.А. Дворецкий[4)], С.В. Морозов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород
[2)] Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород
[3)] Laboratoire National des Champs Magnétiques Intenses, LNCMI-CNRS-UGA-UPS-INSA-EMFL, Grenoble, 38042 France
[4)] Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Введение

В настоящее время узкозонные гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе твёрдого раствора HgCdTe рассматриваются как перспективный материал для оптоэлектроники инфракрасного и терагерцового диапазонов из-за возможности изменения ширины запрещённой зоны от нескольких сотен мэВ практически до нуля [1]. В последние годы достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) твёрдых растворов HgCdTe, что позволяет выращивать структуры высокого качества с in situ эллипсометрическим контролем состава и толщины слоёв [2]. Варьируя толщину КЯ (d), концентрацию кадмия в КЯ (x), концентрацию кадмия в барьерном слое (y), можно получить одну и ту же ширину запрещённой зоны в КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$, однако энергетический спектр электронов и дырок для разных параметров КЯ при этом существенно отличается. Недавно в структурах с КЯ на основе HgCdTe было получено стимулированное излучение (СИ) с длиной волны более 20 мкм [3], что создаёт предпосылки для разработки длинноволновых лазеров. В связи с этим возникает задача детального изучения энергетического спектра электронов и дырок в структурах с КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$, направленного на оптимизацию структур для дальнейшего «продвижения» СИ по длине волны и увеличения максимальной температуры, при которой возможно добиться генерации СИ.

Объектами исследования данной работы являлись волноводные гетероструктуры с КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$, предназначенные для получения длинноволнового СИ в диапазоне 10–30 мкм. Все исследуемые структуры были выращены методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs, на которой последовательно выращивались буферный слой ZnTe, затем буфер CdTe, далее располагался нижний барьерный (волноводный) слой $Cd_yHg_{1-y}Te$, затем серия КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe$, верхний барьерный (волноводный) слой $Cd_yHg_{1-y}Te$ и покровный слой CdTe [2].

Основным методом исследования структур являлся метод фурье-спектроскопии фотопроводимости (ФП) (в режиме непрерывного сканирования). Исследования спектров ФП были выполнены при температуре жидкого гелия (4.2 К) и жидкого азота (77 К). Для одной из структур в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль, Франция) были проведены исследования спектров магнитопропускания. Экспериментальные данные сравнивались с результатами теоретических расчётов, выполненных в

рамках модели Бёрта-Форемана с гамильтонианом Кейна 8x8 с температурно-зависимыми параметрами.

Результаты и обсуждение

Рассмотрим порядок анализа спектров ФП на примере структуры № 4.

На спектре ФП структуры № 4 хорошо заметна «красная» граница ФП (рис. 1), которая соответствует основному межзонному переходу из первой валентной подзоны в первую подзону зоны проводимости (v1-c1). Так как ширина запрещённой зоны исследуемых структур увеличивается с увеличением температуры, что является характерной особенностью структур на основе HgCdTe, и указывает на нормальную (не инвертированную) зонную структуру [4], граница ФП смещается в коротковолновую область. Помимо этого, также можно выделить и другие сдвигающиеся с температурой особенности спектра, в частности, соответствующие переходу из третьей подзоны валентной зоны v3 в первую подзону зоны проводимости c1 и особенности в районе 100–125 мэВ и 170–180 мэВ, которые, согласно теоретическим расчётам, совпадают с переходами v2-c1 и v4-c1 соответственно.

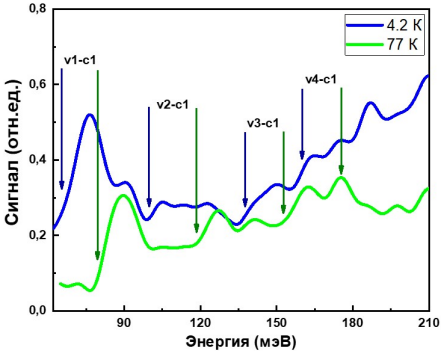


Рис. 1

На основе спектров ФП (ex situ характеризация) для структур были определены значения толщины КЯ (d) и концентрации Cd (x) в КЯ. Значения приведены ниже в таблице.

Таблица

Номер структуры	d, nm		x		T_{max}, K	E_{th}, мэВ
	in situ	ex situ	in situ	ex situ		
1	11	11	0	0.098	--	10.6
2	6.1	6.1	0	0.102	100	19
3	3.65	3.17	0	0	175	42.6
4	7.8	7.8	0	0.08	50	14.7
5	6.8	6.9	0	0.078	80	20.1

Как было сказано выше, в процессе роста структур проводится in situ эллипсометрический контроль состава и толщины слоёв. Сравнение in situ и ex situ характери-

заций показывает, что значение толщины КЯ, определённое данными методиками, совпадает, а концентрация Cd в КЯ – в значительной мере отличается.

Следует отметить, что при анализе спектров ФП форма КЯ предполагалась прямоугольной. В то же время, наличие в спектре ФП переходов между подзонами различной чётности предполагает «смягчение» правил отбора, которое могло бы возникнуть из-за отклонения формы КЯ от прямоугольной. Для подтверждения применимости модели прямоугольной КЯ были проведены исследования спектров магнитопропускания структур и дополнительно рассмотрена модель с трапециевидной формой КЯ для согласования результатов in situ и ex situ характеризаций. В результате было обнаружено, что наблюдаемую картину магнитопропускания невозможно удовлетворительно описать без предположения о наличии Cd в КЯ.

На рис. 2a приведена картина магнитопропускания в структуре № 4 при температуре жидкого гелия. Хорошо заметны две линии магнитопоглощения в диапазоне энергий от 70 до 130 мэВ, которые соответствуют наиболее «сильным» межзонным переходам α- и β [5]. На рис. 2d видно, что эти линии хорошо описываются теорией (линия 1 и 2) при использовании параметров КЯ, полученных из анализа спектров ФП, в то время как расчёты, произведённые для нулевой концентрации Cd в КЯ (рис. 2b), что соответствует результатам in situ характеризации, не позволяют удовлетворительно описать наблюдаемую картину магнитопропускания. В частности, КЯ в виде прямоугольной трапеции с основаниями 3.5 нм и 7 нм (рис. 2c) не приводит к существенному улучшению совпадения результатов эксперимента и рассчитанных зависимостей энергии перехода от магнитного поля.

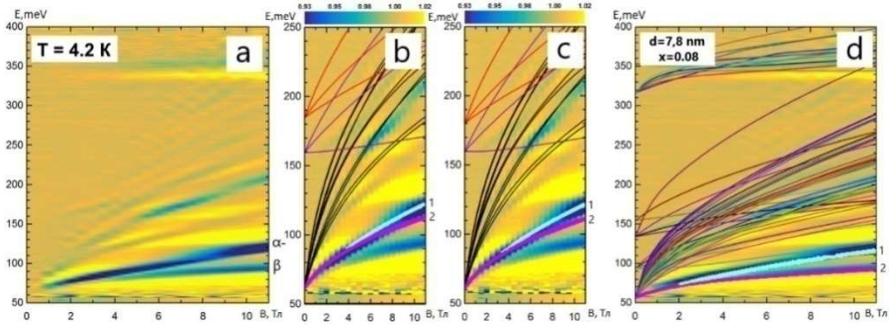


Рис. 2

Таким образом, параметры КЯ, полученные из анализа магнитопропускания, хорошо согласуются с результатами, полученными на основе спектров ФП. Поскольку при малых магнитных полях переходы становятся плохо различимыми, определение ширины КЯ получается более точным из спектров ФП.

В исследуемых структурах, кроме № 1, было получено СИ на длине волны около 10 мкм (структуры № 2 и 3) и 20 мкм (структуры № 4 и 5). Температура «гашения» СИ, т.е. температура T_{max}, выше которой не удается наблюдать СИ, имеет различное значение для данных структур (см. табл.). На основе уточнённых параметров КЯ из анализа спектров ФП численно (методом поиска экстремума) было найдено значение пороговой энергии безызлучательной оже-рекомбинации E_{th} с участием двух электро-

нов и дырки (CCCH оже-процесс). Пороговая энергия E_{th} является минимальной кинетической энергией трёх носителей, при которой оже-рекомбинация не запрещена законами сохранения энергии и квазиимпульса [6]. Из таблицы видно, что увеличение E_{th} приводит к повышению T_{max} при фиксированной длине волны СИ. В структурах № 2 и 5 значения E_{th} практически совпадают, а температуры «гашения» СИ отличаются на 20 К, так как с увеличением длины волны уменьшается вероятность излучательной рекомбинации, а также растёт поглощение на свободных носителях, что создаёт менее «выгодные» условия для возникновения СИ при больших длинах волн. Эти факторы в совокупности с малым энергетическим порогом оже-процесса приводят к тому, что СИ в структуре № 1 получить не удается. Таким образом, максимальная температура, при которой возможно добиться усиления и получить СИ на заданной длине волны, ограничивается величиной пороговой энергии оже-рекомбинации.

Заключение

В работе были измерены спектры межзонной ФП и идентифицированы межзонные переходы между различными подзонами размерного квантования волноводных структур с узкозонными КЯ на основе HgCdTe. Совместный анализ спектров ФП и магнитопропускания позволил уточнить толщину КЯ и концентрацию Cd в ней: было показано, что данные in situ эллипсометрического контроля дают заниженное значение концентрации кадмия в КЯ. В результате анализа зонных спектров структур, рассчитанных на основе уточнённых параметров, была установлена корреляция между пороговой энергией CCCH оже-процесса и предельной температурой, при которой возможно получение СИ в исследуемых структурах.

[1] Ruffenach S., Kadykov A., Rumyantsev V.V., Torres J., Coquillat D., But D., Krishtopenko S.S., Consejo C., Knap W., Winnerl S., Helm M., Fadeev M.A., Mikhailov N.N., Dvoretskii S.A., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Teppe F. // APL Materials. 2017. Vol. 5, № 3. P. 035503.

[2] Dvoretsky S., Mikhailov N., Sidorov Yu., Shvets V., Danilov S., Wittman B., Ganichev S. // Journal of Electronic Materials. 2010. Vol. 39, № 7. P. 918.

[3] Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretsky S.A., Gavrilenko V.I. // Applied Physics Letters. 2017. Vol. 111, № 19. P. 192101.

[4] Ikonnikov A.V., Bovkun L.S., Rumyantsev V.V., Krishtopenko S.S., Aleshkin V.Ya., Kadykov A.M., Orlita M., Potemski M., Gavrilenko V.I., Morozov S.V., Dvoretsky S.A., Mikhailov N.N. // Semiconductors. 2017. Vol. 51, № 12. P. 1531.

[5] Bovkun L. S., Ikonnikov A., Aleshkin V. Ya., Spirin K., Gavrilenko V.I., Mikhailov N., Dvoretsky S.A., Teppe F., Benjamin A Piot, Potemski M., Orlita M. // Journal of Physics: Condensed Matter. 2019. Vol. 31, № 14. P. 145501-1-145501-13.

[6] Абакумов В.Н., Перель В.И., Яссиевич И.Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках. – СПб: Изд-во ПИЯФ, 1997, гл. 11. С. 235.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ ВДОЛЬ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТЕНОК

Е.О. Смолина[1)], Д.А. Смирнова[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)]

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

В настоящее время ведутся активные исследования оптических топологических изоляторов, представляющих собой особым образом сконструированные периодические структуры, границы которых поддерживают топологически защищенные краевые моды [1]. Ожидается, что использование таких состояний для транспортировки оптических сигналов позволит преодолеть многие проблемы, связанные с рассеянием на дефектах волноведущей системы и на приемно-передающих элементах. Диэлектрические материалы, применяемые в топологической фотонике, обладают достаточно сильной оптической нелинейностью. Поэтому возбуждение краевых мод сопровождается генерацией гармоник [2], а также эффектами нелинейного взаимодействия и самовоздействия световых полей [3].

В данной работе с использованием аналитических и численных методов изучены особенности распространения нелинейных импульсов вдоль топологической доменной стенки. Для фотонной топологической решетки на основе димеризованного графена, составленной из одномодовых диэлектрических волноводов с керровской нелинейностью, нами были получены уравнения Дирака для спинорной волновой функции $\boldsymbol{\psi}(x,y,t) = [\psi_1(x,y,t), \psi_2(x,y,t)]^{\mathrm{T}}$, позволяющие описать нелинейный волновой транспорт в континуальном пределе и имеющие вид:

$$\begin{aligned} i\partial_t\psi_1 &= -\left(i\partial_x + \partial_y\right)\psi_2 + M\psi_1 - g|\psi_1|^2\psi_1, \\ i\partial_t\psi_2 &= -\left(i\partial_x - \partial_y\right)\psi_1 - M\psi_2 - g|\psi_2|^2\psi_2. \end{aligned} \qquad (1)$$

Здесь для удобства выполнен переход к нормированным на решеточный параметр $v_D = 3\kappa a/2$ (κ – коэффициент туннельной связи между соседними волноводами, a – период решетки) эволюционной переменной $t \sim z/v_D$, пропорциональной длине z трассы продольного распространения излучения, и координатам x и y, поперечным к оси z, параллельно которой ориентированы структурные элементы обсуждаемой системы. В (1) величина M, часто называемая по аналогии с квантовой механикой эффективной массой, характеризует отличие между постоянными распространения в волноводах разных подрешеток, а члены с параметром g ответственны за эффекты самовоздействия, обусловленные кубической нелинейностью. Отметим, что для корректности развитого нами континуального подхода необходимо, чтобы коэффициент κ туннельной связи между волноводами существенно превосходил эффективную массу M, т. е. должно выполняться условие $\kappa \gg M$.

Наличие доменной стенки в исходной дискретной модели димеризованной фотонной решетки в рамках системы уравнений (1) описывается инверсией знака M при переходе через границу, которую для определенности будем считать расположенной по линии $y = 0$. В таком случае M зависит от координаты y следующим образом: $M(y < 0) = -M_0$, $M(y > 0) = M_0$. В статье [3] было продемонстрировано, что вдоль подобной границы могут распространяться нелинейные поверхностные волны вида $\boldsymbol{\psi}(x,y,t) = [\psi_1(y,\omega,k), \psi_2(y,\omega,k)]^{\mathrm{T}} e^{ikx - i\omega t}$. В частности,

там установлена взаимосвязь краевых мод с одномерными дираковскими солитонами, что позволило вывести аналитические выражения для компонент $\psi_1(y,\omega,k)$ и $\psi_2(y,\omega,k)$ спинора $\boldsymbol{\psi}(x,y,t)$. Используя их, несложно показать, что для локализованных по y состояний должно выполняться нелинейное дисперсионное соотношение $\omega + k = -gI_1/2$, которое задает частоту ω прижатой к доменной стенке волны как функцию волнового числа k направленного по x распространения и интенсивности поля на линии $y = 0$, $I_1 = \left|\psi_{1,2}(y=0)\right|^2$.

Цель настоящей работы состоит в изучении динамики сосредоточенных теперь одновременно как по y, так и по x волновых импульсов в рамках нелинейных уравнений Дирака (1). В ходе проведенного теоретического исследования данной задачи нам удалось показать, что при условии локализации излучения вблизи доменной стенки, где происходит смена знака эффективной массы $M(y)$, должно выполняться следующее эволюционное соотношение:

$$\partial_t \mathcal{P} = -2\partial_x \mathcal{S}_x, \tag{2}$$

которое можно интерпретировать как уравнение переноса для величин

$$\mathcal{P} = \int_{-\infty}^{+\infty} \langle \boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\psi}\rangle \mathrm{d}y\,, \qquad \mathcal{S}_x = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} \langle \boldsymbol{\psi}|\,\hat{\sigma}_x|\boldsymbol{\psi}\rangle \mathrm{d}y, \tag{3}$$

представляющих собой интегральные (погонные) мощность и спин, соответственно. Используя найденные в [3] аналитические выражения для профиля однородных нелинейных поверхностных волн, несложно установить, что между $\mathcal{S}_x$ и $\mathcal{P}$ существует функциональная связь $g\mathcal{S}_x = -\sin^{-1}(\sin(g\mathcal{P}/\sqrt{2})/\sqrt{2})$, справедливая в первом приближении и для плавных по x распределений поля. После подстановки данной зависимости в (2) естественным образом получаем уравнение простой волны, которое в слабо нелинейном пределе, когда $gI_1 \ll M_0$, принимает достаточно наглядный и доступный для анализа вид

$$\partial_t I_1 - \left(1 - g^2 I_1^2/(4M_0^2)\right)\partial_x I_1 = 0. \tag{4}$$

При выводе (4) использовалось нелинейное дисперсионное соотношение краевых мод. Из (4), в частности, вытекает, что эволюция прижатого к границе раздела импульса сопровождается процессом укручения заднего фронта, заканчивающимся его обрушением (градиентной катастрофой).

Заметим, что уравнение простой волны (4) можно получить и другим способом, задействовав последовательное асимптотическое описание, основанное на разложении в ряд компонент спинора $\boldsymbol{\psi}(x,y,t)$ по малому параметру $\mu \sim gI_1/M_0 \ll 1$ и предположении о медленном характере изменения по переменной t соответствующих функций в системе координат $\xi = x + t$, y:

$$\psi_{1,2}(x,y,t) = b(\xi;\mu t)\left(\pm a(\xi,\mu^2 t)e^{-M_0 y} + \sum_{n=1}^{+\infty} \mu^n \psi_{1,2}^{(n)}(\xi,y,\mu t)\right). \tag{5}$$

При таком подходе в первом порядке малости по μ получаем нелинейное дисперсионное соотношение для краевых мод, а во втором порядке – уравнение (4) для интенсивности $I_1 = |a|^2$ одной из составляющих вектора $\boldsymbol{\psi}(x,y,t)$. Данное обстоятельство может служить дополнительным подтверждением развитой теории.

Нами также были проведены детальные численные расчеты задачи о динамике локализованных по x и y волновых импульсов в рамках нелинейных уравнений Дирака (1). Результаты этих расчетов хорошо согласуются с выводами предложенного аналитического рассмотрения. Прежде всего основное внимание было уделено предсказанному на базе (4) ключевому эффекту. Речь идет о градиентной катастрофе, которая влечет за собой разрушение плавного профиля импульса. В качестве примера здесь приведено сравнение поведения волнового поля с исходным распределением в виде краевого пакета, для которого $I_1(x, t=0) = A\exp(-Bx^2)$, в прямом численном моделировании системы (1) и в редуцированном уравнении (4). По изначальной форме $I_1(x, t=0)$ с использованием (4) несложно определить, при каком t должно произойти опрокидывание:

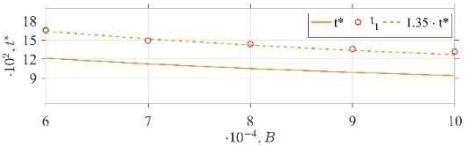


Рис.

$$t^* = 2M_0^2\sqrt{e}/\left(gA^2\sqrt{B}\right). \tag{6}$$

При численных оценках момента обрушения регистрировалось событие t_1, когда максимум производной $\Delta(t) = \max_x(\partial_x|\psi_1(x, y=0, t)|)$ вдоль линии $y = 0$ возрастает в три раза по сравнению со своим начальным значением при $t_0 = 0$, т. е. $\Delta(t_1) = 3\Delta(t_0)$. На Рис. построены зависимости численной (t_1) и теоретической (t^*) оценок момента обрушения краевого импульса от параметра B при фиксированных значениях $A = 1$, $M_0 = 0.1$ и $g = M_0/3$. Формула (6) корректно описывает процесс опрокидывания – чем больше поперечный масштаб, тем позже наступает градиентная катастрофа.

В нашей работе также показано, что одним из возможных механизмов регуляризации процесса опрокидывания могут выступать эффекты, связанные с наличием слабой пространственной дисперсией в димеризованной графеновой решетке световодов. Учет подобных эффектов в континуальной модели осуществляется с помощью обобщения нелинейных уравнений Дирака (1) путем введения в них производных второго порядка по координатам x и y с коэффициентом $\eta = 3\kappa a^2/8$:

$$\begin{aligned} i\partial_t\psi_1 &= -\left(i\partial_x + \partial_y + \eta\left(\partial_y - i\partial_x\right)^2\right)\psi_2 + M\psi_1 - g|\psi_1|^2\psi_1, \\ i\partial_t\psi_2 &= -\left(i\partial_x - \partial_y + \eta\left(\partial_y + i\partial_x\right)^2\right)\psi_1 - M\psi_2 - g|\psi_2|^2\psi_2. \end{aligned} \tag{7}$$

В ходе численных расчетов было продемонстрировано, что в области обрушения заднего фронта формируются квазисолитонные краевые импульсы, поперечные размеры которых малы по сравнению с масштабом по x изначального распределения поля. Далее эти импульсы распространяются без изменений вдоль доменной стенки.

Работа поддержана грантами РФФИ (19-02-00261, 19-52-12053).

[1] Ozawa T. et al. // Reviews of Modern Physics. 2019. Vol. 91, №1 P. 015006.
[2] Smirnova D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2019. Vol. 123, №10 P. 103901.
[3] Smirnova D. et al. // Laser Photonics Rev. 2019. Vol. 13, №12 P. 1900223.

ВЛИЯНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ЭЛЕКТРОНОВ НА УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ УСКОРЕНИИ ИОНОВ РАДИАЦИОННЫМ ДАВЛЕНИЕМ В РЕЖИМЕ «ПЛУГА»

Д.А. Войтович[1)], А.В. Коржиманов[1, 2)]

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

В данной работе рассматривается взаимодействие лазерного излучения сверхвысокой интенсивности (порядка $10^{20}-10^{22}$ Вт/см^2) с плазмой. При таких значениях интенсивности эффекты, возникающие при взаимодействии, носят релятивистский характер [1]. Один из подобных эффектов – это ускорение ионов световым давлением [2]. При большой толщине мишени наблюдается квазистационарный режим ускорения, называемый режимом плуга. В этом случае ионы ускоряются в потенциале, созданном в результате перераспределения под действием пондеромоторной силы электронов (рис. 1, красной стрелкой схематично указан падающий импульс). Ранее в рамках двухкомпонентного гидродинамического приближения холодной плазмы для циркулярно-поляризованного излучения были получены одномерные стационарные решения [3]. Задача решалась в системе отсчёта (СО), двигающейся со скоростью движения границы плазмы. В этой СО плазма представляет собой два взаимопроникающих потока электронов и ионов, скорости которых в каждой точке для каждой из фракций совпадают (рис. 2). Поскольку граница плазмы в рассматриваемой СО покоится, падающая и отраженная волны образуют стоячую волну в областях 2 и 3.



Рис. 1

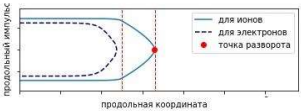


Рис. 2

Полученные решения представлены на рис. 3 (штриховой линии соответствует модуль комплексной амплитуды лазерного поля, пунктиром показана структура продольного электростатического поля, штрихпунктирные линии соответствуют концентрациям ионов и электронов). В системе присутствуют три области: вакуумная (3), область, в которой присутствуют только ионы, (2) и область плазмы (1).

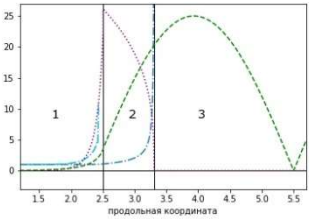


Рис. 3

Приближение холодной плазмы оправдано тем, что осцилляторная энергия частиц многократно превосходит их тепловую энергию в толще плазмы. Однако известно, что при малых плотностях плазмы движение границы становиться неустойчивым, что приводит к интенсивному бесстолкновительному нагреву электронов на границе. Поэтому представляет интерес изучение влияния их температуры на устойчивость структуры.

Будем решать задачу в нулевом приближении. Рассмотрим движение пробного электрона, обладающего некоторым импульсом, отличным от среднего гидродинамического. Отметим, что аналогичный метод был ранее использован в работе [4] для случая неподвижных ионов.

Гамильтониан движения пробного электрона имеет вид: $H(z,p_z)=\gamma(z,p_z)-\varphi(z)$, здесь $\gamma(z,p_z)=\sqrt{1+a^2(z)+p_z^2}$ – гамма-фактор электрона, p_z – его продольный импульс, a – модуль комплексной амплитуды лазерного поля, φ – электростатический потенциал. Для всех переменных использована релятивистская нормировка.

Пример фазового портрета электрона для амплитуды падающего импульса $a_0=30$, и параметра закритичности плазмы $n_0=20$ ($n_0=\frac{\omega_p^2}{\omega^2}$) приведен на рис. 4.

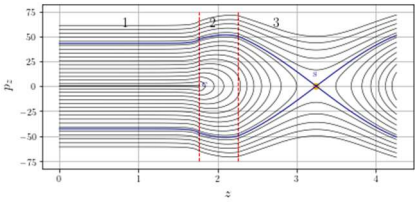


Рис. 4

В вакуумной области наблюдается чередование состояний равновесия типа седла и центра, обусловленное наличием стоячей волны. Сепаратрисы первого седла S разделяют потоки траекторий на те, что возвращаются в плазму, и те, что уходят на бесконечность. Будем считать, что граница теряет устойчивость, если характерный тепловой импульс электронов оказывается выше его значения $p_{\text{кр}}$ на сепаратрисе.

Для приведённых параметров $p_{\text{кр}}\backsimeq 50$. Соответствующая этому значению энергия $E_{\text{кр}}=p_{\text{кр}}mc^2\backsimeq 25\ MeV$, что в данном случае превышает осцилляторную энергию электрона $E_{\text{осц}}=a_0mc^2\backsimeq 15\ MeV$, то есть граница скорее всего останется устойчивой даже в случае бесстолкновительного нагрева.

Порог устойчивости системы относительно продольного импульса электронов зависит от входных параметров задачи. На рис. 5 представлен пример этой зависимости. Цветом показано значение критического импульса. С уменьшением параметра закритичности величина критического импульса понижается, и следовательно, система становится менее устойчивой.

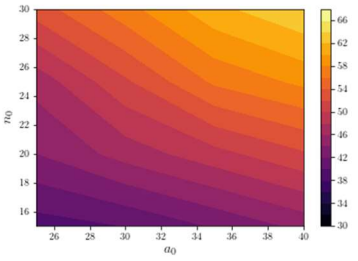


Рис. 5

Зависимость на рис. 5 приведена для протонов, однако, вообще говоря, критический импульс зависит от массы ионов. На рис. 6 приведены зависимости критического импульса от входных параметров при различных параметрах $\mu=\frac{m_i}{Z_i m_p}$, где m_i, m_p – масса иона и протона соответственно, Z_i – кратность ионизации иона. На рис. 6 цвета соотносятся со значением критического импульса так же, как на рис. 5.

Характерным является снижение критического импульса и, как следствие, устойчивости системы с увеличением массы ионов. Это обусловлено тем, что более инертным ионам требуется больший ускоряющий потенциал, который стремится вырвать граничные электроны навстречу лазерному излучению.

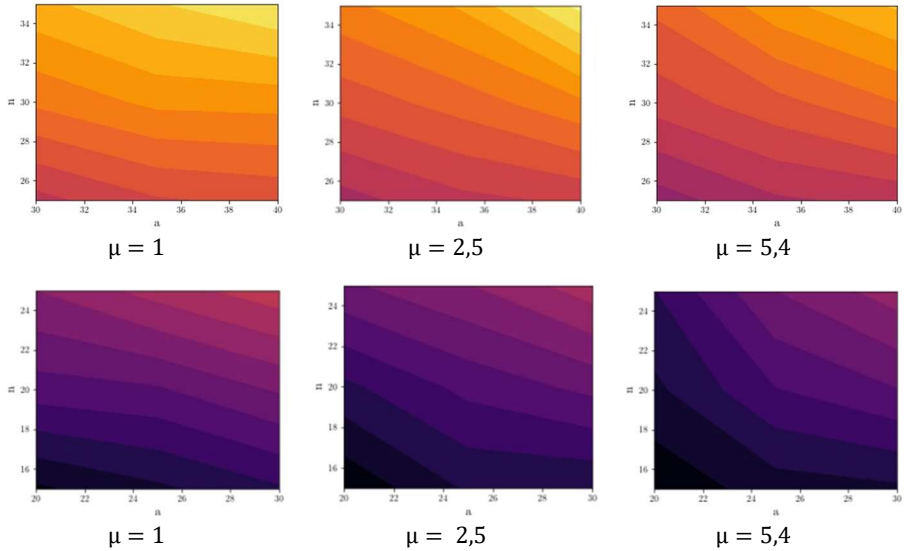


Рис. 6

[1] Коржиманов А.В., Еремин В.И., Ким А.В., Тушенцов М.Р. // ЖЭТФ. 2007. Т. 132, вып.4 (10). С.771.
[2] Macchi A., Borghesi M., Passoni M. // RMP. 2013. Vol. 85. C. 773.
[3] Войтович Д.А., Коржиманов А.В. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, 14 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 332-333.
[4] Siminos E., Grech M., Skupin S., Schlegel T., Tikhonchuk V. T. // Physical Review. 2012. Vol. 86, 056404.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2020 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

300 МГЦ». ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА MULTITAPER SPECTRUM ESTIMATION ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ И АНАЛИЗА СПЕКТРОГРАММ СИГНАЛОВ

А.Н. Андреев[1)], О.А. Морозов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для выявления изменения свойств сигналов во времени в различных научно-технических приложениях часто используются спектрограммы сигналов. Наиболее часто спектрограммы применяются в (радио)локации, сейсмологии, обработке акустических сигналов и в задачах идентификации речи [1, 2]. Рассматриваются подходы к построению спектрограмм сигналов на основе применения разных методов оценивания спектральной плотности мощности. В качестве основного рассмотрен метод Multitaper spectrum estimation, позволяющий снизить ограничения классических периодограммых и коррелограмных методов спектрального оценивания, такие как ограничение частотного разрешения и «утечка» энергии из главного лепестка спектральной линии в боковые лепестки в частотной области.

При построении спектрограмм спектр вычисляется от последовательных окон сигнала. Для построения спектра в каждом временном окне наиболее часто используются алгоритмы, основанные на вычислении быстрого преобразования Фурье (БПФ)

$$X[k] = \left| T \sum_{n=0}^{N-1} x[n] e^{-j2\pi kn/N} \right|^2, \qquad 0 \le k \le N-1, \tag{1}$$

Такой подход обладает высокой вычислительной эффективностью, однако, как отмечалось выше, имеет ряд недостатков, которые наиболее сильно проявляются при обработке относительно коротких выборок сигналов. В результате надежность оценок спектрограмм, основанных на традиционном использовании алгоритмов дискретного преобразования Фурье значительно понижается из-за дисперсии оценки спектральной плотности мощности (СПМ) сигнала. Преодолеть ограничения линейных методов спектрального анализа при обработке коротких сигналов в определенной степени помогают нелинейные подходы к оцениванию спектральной плотности мощности сигналов [1, 3, 4], например, основанные на методах авторегрессии, Кейпона, максимальной энтропии (метод Берга) и др. Однако нелинейным методам также присущи определенные недостатки, в частности, требуется выбор адекватного порядка модели, они менее устойчивы к влиянию шума.

В работе для построения спектрограмм рассмотрен метод Multitaper spectrum estimation, позволяющий повысить достоверность оценок СПМ и ослабить ограничения традиционных линейных методов, основанных на применении алгоритма быстрого преобразования Фурье. Multitaper spectrum estimation относится к линейным методам, при этом он позволяет улучшить оценку СПМ, устраняя утечки энергии в боковые лепестки, и уменьшить дисперсию спектральной оценки [5, 6]. Подход Multitaper состоит в том, чтобы использовать вместо одного окна, набор из несколько специально сконструированных окон. При таком подходе каждое окно из набора несколько отличается от остальных и уменьшает утечки энергии по частотам. В качестве взвешивающих оконных функций используется набор сужающихся ортогональных окон

данных $h_k[n]$, известных как дискретные вытянутые сфероидальные последовательности (DPSS – discrete prolate spheroidal sequences) или функции Слепяна [7, 8].

Последовательности (функции) Слепяна получили широкое распространение в качестве «оптимальных окон» при спектральном анализе, а также при синтезе цифровых фильтров с высокими избирательными способностями. На рис. 1 представлен вид первых 5-и функций Слепяна.

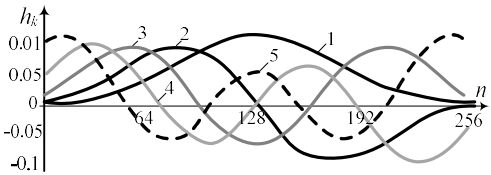


Рис. 1

При построении спектрограммы сигнала для каждой временной последовательности $x[n]$ оценка спектра вычисляется в следующем виде

$$S[m] = \left| \sum_{n=0}^{N-1} x[n] h_k[n] e^{-j2\pi km/N} \right|^2, \qquad 0 \le m \le N-1, \tag{2}$$

Выражение (2) является оконным преобразованием Фурье (оконное БПФ), где в качестве весовых коэффициентов используются специальные окна DPSS последовательностей $h_k[n]$. Спектральная оценка получается в результате усреднения K оконных БПФ

$$P_{mtp}[m] = \frac{1}{K} \sum_{n=0}^{N-1} S_k(m). \tag{3}$$

На рис. 2 в качестве примера представлены спектральные оценки, полученные методом коррелограмм (рис. 2а) и методом Multitaper (рис. 2б) и соответствующие им спектрограммы сигнала, представляющего собой сумму 5 гармонических составляющих в белом гауссовом шуме (ОСШ +3 дБ). Частотной разрешение спектральных оценок методом Multitaper Spectrum Estimation сравнимо с частотным разрешением классического оконного преобразования Фурье. Спектральные линии имеют форму огибающей суммы отдельных спектров с относительно плоским верхом, что может затруднить определение центральной частоты, однако при этом уровень боковых лепестков значительно снижается, что во многих случаях позволяет идентифицировать слабые спектральные компоненты на фоне сильных.

Можно отметить, что на спектрограмме, полученной коррелогаммным методом, в отличие от Multitaper не наблюдается одной составляющей сигнального процесса. По сравнению с нелинейными методами на спектрограммах, полученных методом Multitaper spectrum estimation меньше спектральное разрешение, однако при этом правильно различимы спектральные компоненты сигналы по амплитуде.

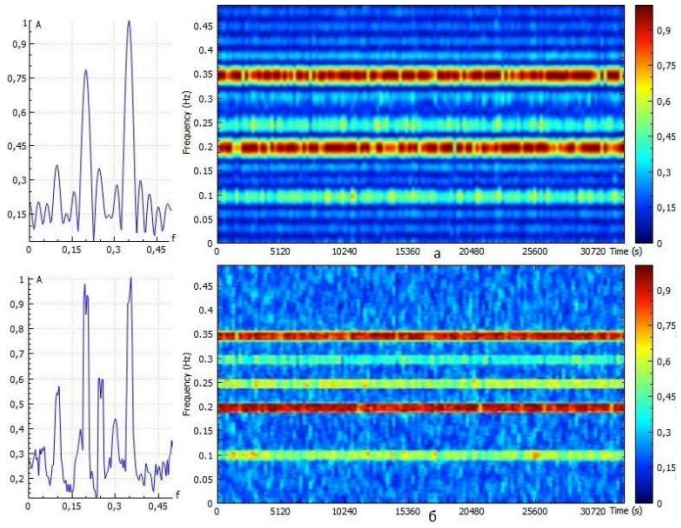


Рис. 2

В работе дополнительно проведены исследования метода Multitaper Spectrum Estimation при вычислении спектрограмм сигналов с использованием при усреднении в выражении (3) разного количества окон (от 1 до 8). На основании полученных результатов для модельного сигнала можно сделать вывод, что использование более 5 окон не целесообразно, так как при дальнейшем увеличении их числа практически не улучшает точность оценки, но повышаются затраты на вычисления спектрограммы.

[1] Марпл.-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 199, 584 с.
[2] Сергиенко А.Б. Цифровая обработка сигналов. – СПб.: БХВ-Петербург, 2011, 768 с.
[3] Кривошеев В.И. Современные методы цифровой обработки сигналов. Цифровой спектральный анализ. – Н. Новгород: Изд-во нижегородского государственного университета, 2006, 117 с.
[4] Клименченко П.В., Жураковский В.Н. // Радиостроение. 2017. № 4. С. 1-15.
[5] Thomson D.J. Spectrum estimation and harmonic analysis // Processings of the IEEE. 1982.Vol. 70, № 9. P. 1055-1096.
[6] Van Drongelen W. Multitaper Power Spectrum Estimation. 2014. 16 с. URL: https://pdfs.semanticscholar.org/752d/1a551b96559458064323eb3de7faaaef4c4e.pdf.
[7] Gruenbacher D.M., Hummels D.R. // IEEE Transactions on signal processing. 1994. Vol. 42, № 11. P. 3276.
[8] Лимарев А.Е. // Теория и техника радиосвязи. 2013. № 2. С. 11.

МЕТОД ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ЗАДАЧЕ МОНОИМПУЛЬСНОЙ ПЕЛЕНГАЦИИ

Д.Е. Бурланков[1)], О.А. Морозов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для решения задач определения местоположения источника радиоизлучения в настоящее время активно применяться различные методы активной и пассивной пеленгации [1]. Одним из таких методов является метод однопозиционной (моноимпульсной) пеленгации, позволяющий определять местоположение (пеленг) источника радиосигнала на основе соотношения мощностей (амплитуд) сигналов, зарегистрированных разными каналами антенной системы. В основе работы алгоритмов пеленгации лежит использование априорной информации о парциальных диаграммах направленности каналов приема многолучевой антенны [2, 3].

Амплитудный моноимпульсный метод пеленгации для обеспечения минимальной погрешности определения угловых координат источника излучения (ИРИ) обычно предполагает наличие одного ИРИ в рабочей области антенной системы. На основе оценок амплитуд (мощностей) A_i формируется и решается система нелинейных уравнений пеленгации

$$F\left(f_i(x,y), f_j(x,y)\right) = F(A_i, A_j),$$

где F – суммарно-разностная пеленгационная характеристика, f_k – диаграмма направленности k-го канала антенной системы.

Для увеличения устойчивости алгоритма пеленгации к шумам обработка данных обычно ведётся по «соцветию», состоящему из нескольких диаграмм направленности (рис. 1) с наибольшим уровнем сигнала [4], а также принимаются меры для ограничения рабочей зоны по определенному уровню допустимой ошибки за счет пространственной фильтрации входных данных, используемых для пассивной моноимпульсной пеленгации [5] и методы оценки числа источников в зоне пеленгации [6], в случае возможного наличия более одного ИРИ в рабочей области пространства антенной системы.

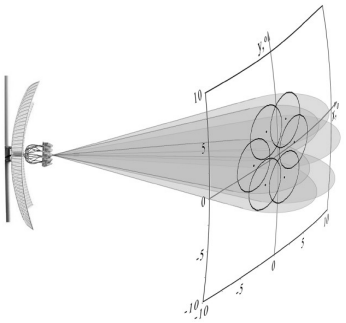


Рис. 1

Другой важной задачей является оценка погрешности определения пеленга. Методы определения погрешности пеленгации хорошо разработаны для простых конфигураций диаграмм направленности антенной системы. В частности, для классической схемы моноимпульсной пеленгации по двум смежным диаграммам направленности угловая погрешность пеленга на линейном участке пеленгационной характеристики определяется [2] отношением ошибки определения мощности (амплитуды) сигнала dP к чувствительности S, определяемой через угол наклона пеленгационной характеристики

на линейном участке. В работе предлагается простой метод начальной оценки пеленга и расчета погрешности в системе координат антенны для произвольного числа и расположения парциальных диаграмм направленности антенной системы.

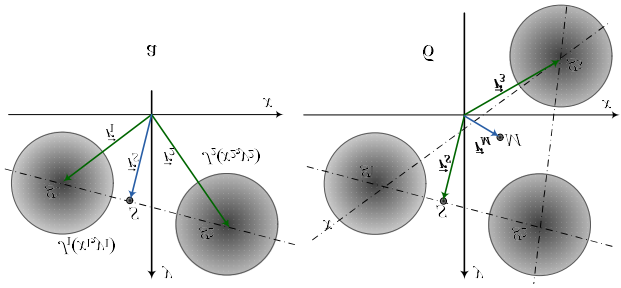


Рис. 2

Пусть имеется, в общем случае, n парциальных диаграмм направленности с угловыми координатами максимумов (x_i, y_i) и в каждой зарегистрирована мощность принимаемого сигнала P_i. Выражение для оценки координат пеленга может быть получено аналогично оценке координат центра масс системы, заданной материальными точками. В частности, для случая 2-х приемных каналов имеется единственное линейное уравнение, определяющее координаты суммарного сигнала: если $P_1 = 0$, то $x_S = x_2$ и, если $P_2 = 0$, то $x_S = x_1$. Сигналы $\{P_1, P_2\}$ эквивалентны сигналу интенсивности $P_1 + P_2$, полученному в точке, определяемой в системе координат антенны, вектором (рис. 2 а)

$$\boldsymbol{r}_S = \frac{\boldsymbol{r}_1 P_1 + \boldsymbol{r}_2 P_2}{P_1 + P_2}.$$

При наличии третьей диаграммы направленности (рис. 2 б) с координатой центра $\mathbf{r}_3$ и мощностью регистрируемого сигнала P_3, эквивалентно имеется два сигнала: $P_S = P_1 + P_2$ с центром в $\mathbf{r}_S$ и P_3 с центром в $\mathbf{r}_3$. Вектор точки пеленга определяется как для двух сигналов:

$$\boldsymbol{r}_M = \frac{\boldsymbol{r}_S P_S + \boldsymbol{r}_3 P_3}{P_S + P_3} = \frac{\boldsymbol{r}_1 P_1 + \boldsymbol{r}_2 P_2 + \boldsymbol{r}_3 P_3}{P_1 + P_2 + P_3}.$$

Далее общая формула получается рекурсивно.

Таким образом, пеленг на ИРИ (x_M, y_M) определяется следующим общим выражением

$$x_M = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i P_i}{P_\Sigma}; \qquad y_M = \frac{\sum_{i=1}^{n} y_i P_i}{P_\Sigma}; \qquad \text{где } P_\Sigma = \sum_{i=1}^{n} P_i. \tag{1}$$

Следует отметить, что алгоритм вычисления вектора $\mathbf{r}_M$ определяет, что положение оценки координат пеленга (x_M, y_M) всегда ограничено некоторой фигурой, близкой к многоугольнику с вершинами в точках расположения максимумов диаграмм направленности (x_i, y_i), поэтому полученное значение можно использовать только как начальное приближение в алго-

ритме оценки пеленга. Для определения погрешностей необходимо продифференцировать выражение (1). Дисперсия координат пеленга, как наиболее вероятного положения суммарного сигнала, определяется среднеквадратичным отклонением, в частности, для координаты x:

$$\langle dx_M^2 \rangle = \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} \frac{\partial x_M}{\partial P_i} \frac{\partial x_M}{\partial P_j} \langle dP_i P_j \rangle. \quad (2)$$

Считая в (2), что флуктуации dP_i независимы, а мощности P_i регистрируются с одинаковыми дисперсиями $\langle \mathrm{dP_i^2} \rangle = \sigma_i^2 = \sigma^2$, исключив слагаемые с совпадающими координатами, получим

$$\sigma_x^2 = \frac{\sigma^2}{P_\Sigma^4} \cdot \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} P_i P_j \sum_{k \neq i,j} (x_i - x_k)\left(x_j - x_k\right), \quad (3)$$

$$\sigma_y^2 = \frac{\sigma^2}{P_\Sigma^4} \cdot \sum_{i=1}^{n} \sum_{j=1}^{n} P_i P_j \sum_{k \neq i,j} (y_i - y_k)\left(y_j - y_k\right). \quad (4)$$

Статистическое моделирование проводилось в пакете Mathematica на основе трехточечного представления для нормального распределения случайной величины [7]. Флуктуации мощностей сигналов происходят независимо, в одой из парциальных диаграмм направленности моделируется наибольшее значение, в какой-то другой – наименьшее значение из набора $\left\{P_i - \sqrt{3}\sigma, P_i, P_i + \sqrt{3}\sigma\right\}$ с вероятностями, соответственно $\{1/6, 2/3, 1/6\}$. В результате получено, что при небольших ошибках определения мощности ($\sigma \approx 0.1$) отношение значений погрешностей при вычислении через производные (3), (4) к погрешностям статистического моделирования составляет $\approx 1{,}005$ и растет при увеличении погрешностей определения мощности.

[1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы. – М.: Высшая школа, 1990, 496 с.

[2] Леонов А.И., Фомичев К.И. Моноимпульсная радиолокация. – М.: Радио и связь, 1984, 312 с.

[3] Гуменюк А.Ю., Зайцев А.Г., Тимаков Д.А., Линкевичиус А.П. // Вестник Московского гос. техн. ун-та им. Н.Э.Баумана. Сер. Приборостроение. 2016. Т. 110, № 5. С. 26.

[4] Логинов А.А., Морозов О.А., Семёнова М.Ю. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010. №5(2). С. 358.

[5] Морозов О.А., Фидельман В.Р. Чуманкин Ю.Е. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 2. С. 147.

[6] Логинов А.А., Морозов О.А., Семенова М.Ю., Фидельман В.Р. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2013. Т. 56. № 7. С. 505.

[7] Бурланков Д.Е., Сёмин Ю.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010. № 5(2). С. 367.

ОПТИМИЗАЦИЯ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ПОДНЕСУЩИМИ OFDM-СИСТЕМЫ С НЕСУЩЕЙ ЧАСТОТОЙ 100 ГГЦ

Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из путей повышения пропускной способности перспективных систем беспроводной связи является расширение полосы частот, используемой для передачи сигнала. Доступность широких частотных интервалов в миллиметровом диапазоне длин волн – причина большого интереса к использованию высоких несущих частот. Существует намерение обеспечить поддержку несущих частот до 100 ГГц в стандарте 5G New Radio (NR). Работа системы с ортогональным частотным разделением (OFDM) на столь высокой частоте требует тщательной оптимизации разнесения поднесущих (РП). Данная работа анализирует ограничения, налагаемые на диапазон доступных РП со стороны многолучевого распространения сигнала в канале связи.

Модели канала связи

Многолучевой канал имеет различные характеристики угловой и временной дисперсии в разных сценариях использования системы, что отражается и на диапазоне доступных РП. В данной работе использовалось три модели канала 3GPP 5GCM [1]:

- Indoor Hotspot (open office) – этаж офисного здания
- Urban Micro – свободная площадка под открытым небом (парки, кампусы, площади, стадионы)
- Indoor Factory – цех автоматизированной фабрики

СКО профиля мощности задержанных сигналов

В стандарте 5G NR длина циклического префикса (ЦП) составляет фиксированную долю длины OFDM символа (6.57%). Таким образом, увеличение РП, пропорционально сокращающее длину OFDM символа, сокращает также и длину ЦП. Как следствие, увеличение РП ограничивается ростом уровня межсимвольной помехи.

Для качественной оценки уровня межсимвольной помехи в OFDM-системе можно сравнить длину её ЦП и СКО профиля мощности задержанных сигналов σ_t (1).

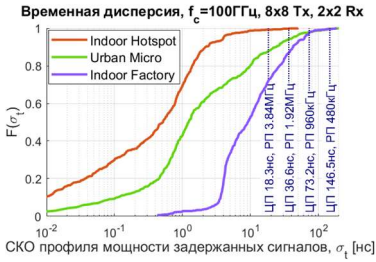


Рис. 1

$$\sigma_t = \sqrt{\frac{\sum_{n=0}^{N}(t_n - \langle t\rangle)^2\langle|h_n|^2\rangle}{\sum_{n=0}^{N}\langle|h_n|^2\rangle}} \qquad \langle t\rangle = \frac{\sum_{n=0}^{N} t_n\langle|h_n|^2\rangle}{\sum_{n=0}^{N}\langle|h_n|^2\rangle}. \qquad (1)$$

В данной формуле $\langle|h_n|^2\rangle$ – квадрат модуля n-го задержанного луча в дискретной импульсной характеристике канала связи (способ вычисления описан в [1]), при моделировании временных флуктуаций канала необходимо его усреднение по времени. t_n – задержка n-го луча при распространении в канале, N – число задержанных лучей.

С помощью формулы (1) по ансамблям реализаций ИХ были получены распреде-

ления σ_t для каждой модели канала (рис. 1). Вертикальными линиями отмечены длины ЦП, соответствующие некоторым РП. К примеру, при использовании РП 1.92 МГц в сценарии Indoor Factory σ_t в 15% случаев оказывается больше длины ЦП, что может приводить к высокому уровню межсимвольной помехи. Однако, СКО профиля мощности задержанных сигналов не позволяет количественно оценить влияние этой помехи на передачу данных. Чтобы сделать это необходима более сложная метрика.

Отношение сигнал-межсимвольная помеха

Использование отношения сигнал-межсимвольная помеха $\rho_{\text{ОСМП}}$ в качестве метрики позволяет поставить чёткую задачу максимизации РП при фиксированной вероятности α превышения $\rho_{\text{ОСМП}}$ порогового значения $\tilde{\rho}$ (2).

$$\text{РП} = \underset{\Delta f \in \text{РП}_{NR}}{argmin}(\rho_\alpha - \tilde{\rho} \mid P(\rho_{\text{ОСМП}}(\Delta f, t_0) < \rho_\alpha) = 1 - \alpha; \rho_\alpha \geq \tilde{\rho}). \quad (2)$$

Порог $\tilde{\rho}$ выбирается так, чтобы межсимвольная помеха не вносила существенных ухудшений в работу OFDM-системы. Т.к. функционирование 100 ГГц системы предполагается в диапазоне ОСШ от -5 до ~30 дБ, был выбран порог $\tilde{\rho}$ = 30 дБ. Вероятность α выбирается равной вероятности работы системы на ОСШ близких к $\tilde{\rho}$, в данной работе α = 0.8. Так распределения ОСМП позволяют найти наибольшее РП среди поддерживаемых в 5G NR ($\text{РП}_{NR} = \{15 \text{ кГц} \cdot 2^\mu | \mu \geq 0\}$), применимое на f_c=100 ГГц.

ОСМП вычисляется по реализации ИХ канала как $\rho_{\text{ОСМП}} = 10\lg(E_s/E_{intrf})$ [дБ], где E_s – энергия полезного сигнала (текущего OFDM символа) внутри окна быстрого преобразования Фурье (БПФ) приёмника, E_{intrf} – сумма энергий помехи от предыдущего(их) и последующего(их) символа(ов), принятая внутри того же окна БПФ (3).

$$E_s = \int_0^{t_{\text{БПФ}}} \sum_{t_0 + t_{\text{ЦП}} \leq t_n + \tau < t_0 + t_{\text{ЦП}} + t_{\text{БПФ}}} \langle |h_n|^2 \rangle \, d\tau$$

$$\text{E}_{intrf} = \int_0^{\max(t_n) - t_0 - t_{\text{ЦП}}} \sum_{t_0 + t_{\text{ЦП}} < t_n - \tau} \langle |h_n|^2 \rangle \, \text{d}\tau \; + \int_0^{t_0} \sum_{t_n + \tau < t_0} \langle |h_n|^2 \rangle \, \text{d}\tau. \quad (3)$$

Рис. 2 иллюстрирует физический смысл формул (3). Зона с голубой штриховкой – циклический префикс OFDM символа, зона с серой – окно БПФ. Черные вертикальные полосы – пример дискретной ИХ канала. Можно заметить, что ОСМП зависит как от $t_{\text{ЦП}}$ и $t_{\text{БПФ}}$ (длин ЦП и окна БПФ, соответствующих рассматриваемому РП), так и от t_0 (положения окна БПФ во времени, произвольно выбранного приёмником). Для получения реалистичной статистики $\rho_{\text{ОСМП}}$ требуется определить значения t_0, которые могли бы эффективно применяться в рассматриваемых каналах связи.



Рис. 2

Положение окна БПФ во времени

5G NR поддерживает несколько видов опорных сигналов, предназначенных для постоянной ресинхронизации приёмника. Это позволяет ему детектировать изменяющееся за счёт медленных замираний положение максимума ИХ канала t_{max} путём согласованной фильтрации. Т.о. положение окна БПФ t_0 может быть функцией t_{max}, в частности иметь некоторый отступ от максимума ИХ канала: $t_0 = t_{max} - \Delta t$.

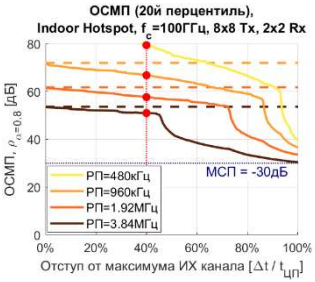


Рис. 3

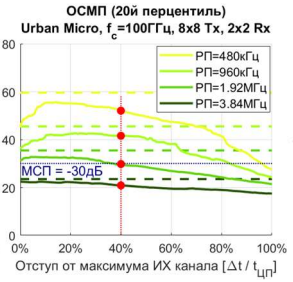


Рис. 4

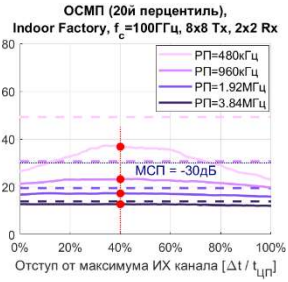


Рис. 5

Были получены зависимости ОСМП от величины отступа Δt в различных моделях канала (рис. 3-5). Сплошные кривые соответствуют фиксированному значению Δt, пунктирные представляют собой значение ОСМП при динамической подстройке Δt под каждую реализацию ИХ. Видно, что в разных каналах результат существенно отличается. Однако, с учётом того, что ОСМП на рис. 3 выше порога при всех РП, выбор оптимального отступа будем основывать только на рис. 4 и рис. 5. При $\Delta t = 0.4\ t_{\text{ЦП}}$ ОСМП в канале Indoor Factory имеет максимум, а в канале Urban Micro – приемлемые значения. Итак, будем предполагать положение окна БПФ на приёмнике равным $t_0 = t_{max} - 0.4\ t_{\text{ЦП}}$.

Результаты численного моделирования

По ансамблям реализаций ИХ были получены распределения $\rho_{\text{ОСМП}}$ для нескольких значений РП в различных моделях канала (рис. 6-8). Сплошные кривые представляют фиксированный отступ $\Delta t = 0.4\ t_{\text{ЦП}}$, пунктирные – динамическую подстройку Δt. Можно видеть, что значения ОСМП в модели Indoor Hotspot на 20 – 50 дБ выше, чем в остальных (за счёт прямой видимости передатчика).

Также получена зависимость 20го перцентиля распределения ОСМП $\rho_{\alpha=0.8}$ от длины циклического префикса $t_{\text{ЦП}}$ (рис. 9). Сплошные и пунктирные кривые имеют то

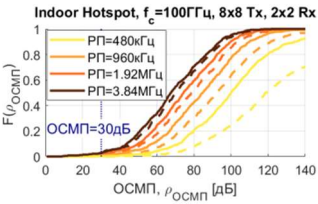


Рис. 6

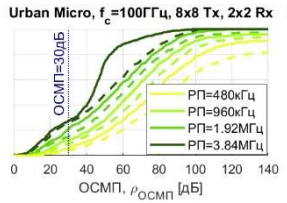


Рис. 7

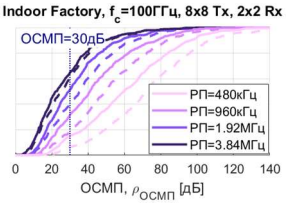


Рис. 8

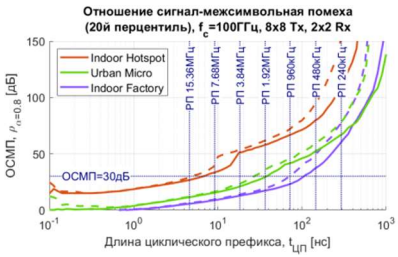


Рис. 9

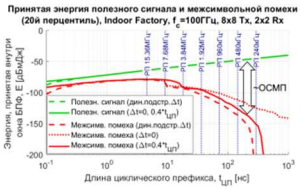


Рис. 10

же значение, что и выше. В соответствии с (2), максимально возможным значением РП может считаться то, длина ЦП которого находится ближе всего справа к точке пересечения кривой $\rho_{\alpha=0.8}(t_{\text{ЦП}})$ и прямой $\rho_{\alpha=0.8}$ = 30 дБ. Следуя данной процедуре, получим, что максимальным значением РП, пригодным для применения в канале Indoor Hotspot, является 7.68 МГц; в канале Urban Micro – 1.92 МГц; в канале Indoor Factory – 480 кГц (при условии применения фиксированного отступа Δt).

Рис. 10 раскрывает причины наблюдаемого вида функции $\rho_{\alpha=0.8}(t_{\text{ЦП}})$ – показана зависимость количества принятой энергии полезного сигнала E_s (зеленые кривые) и энергии межсимвольной помехи E_{intrf} (красные кривые) от $t_{\text{ЦП}}$. Расстояние $E_s - E_{intrf}$ [дБ] характеризует результирующее значение $\rho_{\text{ОСМП}}$. Как можно видеть, и приём большего количества полезной энергии в окне БПФ, и подавление межсимвольной помехи с помощью ЦП вносит свой вклад в рост ОСМП при уменьшении РП. При этом вклад приёма полезной энергии линеен, тогда как вклад подавления помехи – нелинеен. Следовательно, положение окна БПФ должно в первую очередь обеспечивать эффективное подавление межсимвольной помехи. Также график показывает, что положение окна БПФ существенно меняет скорость роста ОСМП.

Выводы

В ходе работы было исследовано влияние многолучевого распространения сигнала на уровень межсимвольной помехи в OFDM-системе. Было показано, что характеристики канала связи имеют существенное влияние на выбор разнесения поднесущих.

За рамками тезисов осталось исследование влияния параметров антенной решетки на выбор разнесения поднесущих, а также результаты моделирования доступного в 5G NR расширенного циклического префикса (20% длины OFDM символа). В таблице ниже приведены максимальные разнесения поднесущих для данных случаев.

Табл.

Антенная	Indoor Hotspot		Urban Micro		Indoor Factory	
реш-ка (Tx)	Станд. ЦП	Расш. ЦП	Станд. ЦП	Расш. ЦП	Станд. ЦП	Расш. ЦП
8x8	7.68 МГц	15.36 МГц	1.92 МГц	3.84 МГц	480 кГц	1.92 МГц
16x16	15.36 МГц	15.36 МГц	3.84 МГц	7.68 МГц	960 кГц	1.92 МГц
32x32	15.36 МГц	15.36 МГц	7.68 МГц	15.36 МГц	3.84 МГц	7.68 МГц

[1] TR 38.901 Study on channel model for frequencies from 0.5 to 100 GHz. – Sophia Antipolis: 3GPP, 2019. С. 33.

РАЗРАБОТКА ТРЕХМЕРНОЙ МОДЕЛИ АВИАЦИОННОГО КАНАЛА СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ОПУБЛИКОВАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В.С. Сергеев, А.В. Елохин, А.О. Кокарев, О.В. Болховская

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время вопросами построения сетей радиосвязи с БПЛА занимаются многие научно-исследовательские организации и комитеты по стандартизации. Наибольшее число опубликованных работ по данной тематике посвящено изучению и построению моделей каналов связи для сценариев «воздух-земля». По всей видимости, это связано с разработкой системы радиосвязи для управления наиболее широко распространенными БПЛА небольших размеров (дронами) и сбора полученной ими информации.

Один из подходов к разработке моделей каналов основан на использовании представления канала связи в виде линии задержки с отводами (Tapped Delay Line - TDL) для описания характеристик прямого луча и компонент, возникающих из-за многолучевого распространения сигналов. Данные модели позволяют исследовать широкополосные частотно-селективные каналы, в том числе и для нестационарных каналов связи «воздух-земля» [3]-[5].

В данной работе оценивалась вероятность битовой ошибки (bit error ratio - BER) для сигналов сантиметрового диапазона длин волн путем численного моделирования процесса передачи сигналов от движущегося передатчика к движущемуся приемнику через многолучевой канал связи.

Модель авиационного канала связи

В общем случае многолучевые радиоканалы сантиметрового диапазона длин волн могут быть достаточно точно описаны в виде суперпозиции кластеров, порождаемых обособленными отражателями, расположенными на достаточно большом расстоянии друг от друга. Каждый кластер (отражатель), в свою очередь, представляется набором отдельных лучей с близкими углами и временами прихода, которые порождаются как зеркальными, так и диффузионными компонентами отраженного сигнала. Пространственно-временная импульсная переходная характеристика такого канала связи может быть представлена следующим образом:

$$h(t,\varphi_{tx},\theta_{tx},\varphi_{rx},\theta_{rx}) = \sum_i A^{(i)} C^{(i)}(t,\varphi_{tx},\theta_{tx},\varphi_{rx},\theta_{rx}) \quad (1)$$

$$C^{(i)}(t,\varphi_{tx},\theta_{tx},\varphi_{rx},\theta_{rx}) = \sum_k \alpha^{(i,k)} \delta\left(t-\tau^{(i,k)}\right) \delta\left(\varphi_{tx}-\varphi_{tx}^{(i,k)}\right) \delta\left(\theta_{tx}-\theta_{tx}^{(i,k)}\right) \delta\left(\varphi_{rx}-\varphi_{rx}^{(i,k)}\right) \delta\left(\theta_{rx}-\theta_{rx}^{(i,k)}\right), \text{где} \quad (2)$$

h – импульсная переходная характеристика канала, t, φ_{tx}, θ_{tx}, φ_{rx}, θ_{rx} – время, азимутальный угол и угол места в передатчике (TX) и приемнике (RX) соответственно, $A^{(i)}$ и $C^{(i)}$ – коэффициент усиления и импульсная переходная характеристика для i-го

кластера соответственно, $\alpha^{(i,k)}$ амплитуда k-го луча i-го кластера, $\tau^{(i,k)}$, $\varphi_{tx}^{(i,k)}$, $\theta_{tx}^{(i,k)}$, $\varphi_{rx}^{(i,k)}$, $\theta_{rx}^{(i,k)}$ – относительные временные и угловые координаты k-го луча i-го кластера.

Разработанные модели канала, основаны на материалах, представленных в работах [3, 4, 5], авторы которых приводят интегральные характеристики для статистических ансамблей канальных реализаций, полученных в результате большого объема проведенных экспериментальных измерений каналов для различных сценариев использования РЭС. Также авторами указанных источников предпринята попытка построения моделей каналов связи для этих сценариев. Элементы методологии моделирования канала связи, предложенной в [3, 4, 5], были использованы в ходе построения модели.

В то же время, описание свойств каналов связи, содержит ряд пробелов, которые не позволяют построить рабочие модели, основываясь только на представленных материалах без введения дополнительных предположений и уточнений. Например, в этих работах для характеристик моделей канала даны только параметры распределений (максимальное значение, среднее и медиана), а вид самих распределений не приводится, что затрудняет разработку алгоритмов генерации данных характеристик для канальных реализаций.

В связи с вышеизложенным была поставлена задача введения ряда дополнительных предположений относительно канальных реализаций, а также изменения методологии их генерации по сравнению с изложенной в литературе.

Первое предположение было сделано относительно способа генерации задержек лучей и заключалось в том, что параметры распределений задержек лучей, описывают относительные задержки между двумя соседними лучами.

Второе предположение было сделано о том, что задержки между двумя лучами описываются экспоненциальным распределением, поскольку самими авторами вид распределения не указан.

Исходя из этих двух предположений, в моделях каналов, задержки лучей генерируются на основе пуассоновского процесса вброса. Средняя интенсивность пуассоновского процесса вычислялась из параметров распределений задержек лучей, приведенных в [3, 4, 5].

Третье предположение сделано о времени жизни лучей. При моделировании каждая канальная реализация генерируется для одного конкретного расстояния с определенным количеством лучей. Обновление количества лучей в модели канала происходит только во время генерации следующей канальной реализации. Такой подход к моделированию позволяет учесть основные факторы влияния канала связи на форму принимаемого сигнала с учетом их статистических свойств в разных сценариях развертывания РЭС.

Результаты моделирования

Результаты измерения вероятностей битовых и пакетных ошибок для тестовой широкополосной OFDM системы связи с использованием помехоустойчивого кодирования для канала с АБГШ (модель №1) представлены на рисунках 1 и 2. На рисунках 3-6 представлены демонстрационные результаты моделирования системы авиационной радиосвязи.

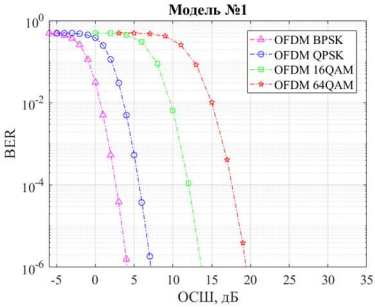


Рис. 1

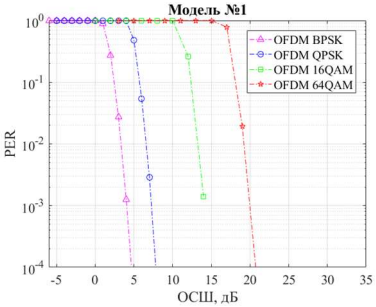


Рис. 2

Сценарий полета над холмистой поверхностью основан на результатах экспериментальных измерений каналов радиосвязи, сделанных в рамках проекта NASA, над холмистой местностью около города Latrobe, штат Pennsylvania, США. В [4] данный сценарий обозначен как Hilly Latrobe.

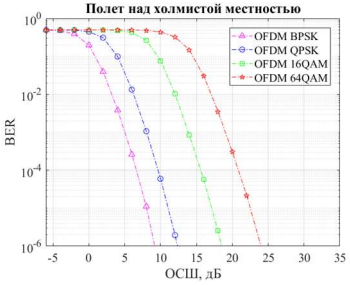


Рис. 3

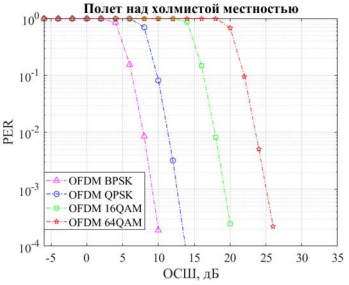


Рис. 4

Сценарий полета над пригородной застройкой основан на результатах измерений, сделанных в рамках проекта NASA, над городской застройкой около города Palmdale, штат California, США. В [5] данный сценарий обозначен как Suburban Palmdale.

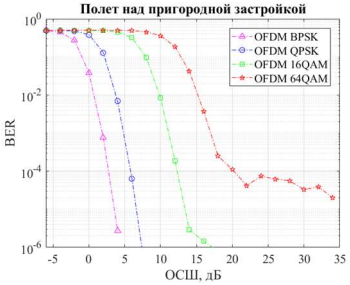


Рис. 5

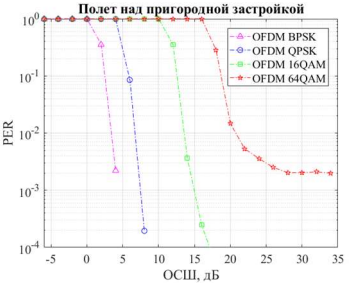


Рис. 6

Как видно из графиков, разработанная модель достаточно полно отражает влияние различных физических явлений, имеющих место в канале связи. Так можно видеть, что наличие большого количества отраженных лучей, имеющих значительную задержку, в сценарии пригородной застройки заметно ухудшает качество связи для высоких порядков модуляции.

Из результатов моделирования можно также видеть, что для сценария полёта над холмистой местностью система связи оказывается значительно более устойчивой. Это объясняется тем, что для таких каналов мощность отраженных лучей оказывается существенно меньше.

[1] http://www.rtca.org/content/sc-228
[2] Feng Q., McGeehan J., Tameh E. K. and Nix A. R. // IEEE Vehicular Technology Conference (VTC-Spring'06). 2006. P. 2901.
[3] Matolak D.W. and Sun R. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2017. Vol. 66, no. 1, P. 26.
[4] Sun R. and Matolak D.W. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2017. Vol. 66, no. 3, P. 1913.
[5] Matolak D.W. and Sun R. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2017. Vol. 66, no. 8, P. 6607.
[6] Maltsev A., et al., // Channel Models for IEEE 802.11ay. 2016. IEEE doc. 802.11-15/1150r9.
[7] Maltsev A., et al., // Channel Models for 60 GHz WLAN Systems. 2010. IEEE doc. 802.11-9/0334r8.

ОЦЕНКА ДВУХМЕРНЫХ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ КОРНЕВОГО ВАРИАНТА МЕТОДА МИНИМАЛЬНОГО МНОГОЧЛЕНА

В.Т. Ермолаев, А.Г. Флаксман, О.А. Шмонин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Методы оценки параметров источников излучения при помощи антенных решёток (АР) получили широкое распространение во многих областях науки и техники. Традиционно рассматривается одномерная задача сверхразрешения, когда угловое положение источника излучения определяются одной координатой φ. Для определения углового положения близкорасположенных источников применяются сверхразрешающие методы, позволяющие превзойти релеевский предел углового разрешения. Сверхразрешающие методы можно условно разделить на «псевдоспектральные» (метод Кейпона, MUSIC, метод минимального многочлена) и «аналитические» (ESPRIT, Root MUSIC, корневой метод минимального многочлена) [1-3].

Двумерная задача сверхразрешения значительно усложняется по сравнению с одномерной. В этом случае АР должна иметь две размерности, а положение каждого источника сигнала определяться двумя координатами: азимутальным углом φ и углом места θ. Как следствие, вычислительная сложность псевдоспектральных алгоритмов существенно возрастает из-за необходимости двумерного поиска. Корневой подход, хорошо зарекомендовавший себя для одномерного случая [4], кажется привлекательным в качестве альтернативы двумерным псевдоспектральным алгоритмам.

В настоящей работе исследована эффективность корневого метода минимального многочлена при решении задачи двумерного сверхразрешения источников сигналов.

Модель сигнала и метод минимального многочлена

Рассмотрим сигнальную модель, когда считается, что на АР приходят узкополосные сигналы от J дискретных некоррелированных источников. Выборку вектора $\mathbf{x}(l)$ входного процесса АР в l-й момент времени можно представить в виде:

$$\boldsymbol{x}(l) = \sum_{j=0}^{J} a_j(l)\boldsymbol{s}(\varphi_j, \theta_j) + \boldsymbol{\xi}(l), \qquad (1)$$

где $a_j(l)$ – комплексная амплитуда j-го источника в элементах АР; $\mathbf{s}_j$ – фазирующий вектор источника; $\boldsymbol{\xi}(l)$ – вектор собственного шума АР. В случае прямоугольной антенной решётки, располагающейся в плоскости YZ, вектор $\mathbf{s}_j$ имеет вид:

$$\{\boldsymbol{s}(\varphi, \theta)\}_{n+(m-1)N} = exp\{i2\pi(d_v n\ sin\,\theta + d_h m \sin\varphi\cos\theta)\}, \qquad (2)$$

где d_v и d_h – периоды АР по вертикали и горизонтали, выраженные в единицах длины волны; n и m – индексы элемента по вертикали и горизонтали, N и M – соответствующее число элементов АР.

Корреляционная матрица $\mathbf{M} = < \mathbf{x}(l)\mathbf{x}^{\mathbf{H}}(l) >$ имеет минимальный многочлен, корнями которого являются неравные между собой собственные числа $\lambda_1 > \lambda_2 > \ldots > \lambda_{J+1}$

[2]. Количество различных собственных чисел, а, следовательно, и степень минимального многочлена Q, определяется числом источников $Q = J + 1$ [1, 3]. На практике вместо точной корреляционной матрицы используется её максимально правдоподобная оценка по L выборкам входного процесса. Для оценки числа источников необходимо произвести аппроксимацию минимального многочлена точной корреляционной матрицы $\mathbf{M}$ некоторым матричным многочленом от её оценки $\widehat{\mathbf{M}}$. При этом квадратичная ошибка аппроксимации $I^{(Q)}$, будет равна [2]:

$$I^{(Q)} = \min_{\gamma} Sp\left[\left(E - \gamma_1\widehat{\boldsymbol{M}}\right)^2\left(E - \gamma_2\widehat{\boldsymbol{M}}\right)^2 \dots \left(E - \gamma_Q\widehat{\boldsymbol{M}}\right)^2\right], \quad (3)$$

где $\mathbf{E}$ – единичная матрица. Параметры γ имеют смысл оценок величин, обратных к собственным числам точной корреляционной матрицы $\mathbf{M}$ ($\gamma_q = 1/\lambda_q$). В работах [2, 4] предложены несколько способов их вычисления.

При оценке числа источников сигналов выполняется последовательный перебор гипотез о степени Q минимального многочлена. Процесс останавливается, когда значение очередной метрики $I^{(Q)}$ станет меньше порога Th. Уровень порога выбирается на основе априорной информации о системе [2, 4]. В общем случае рекомендуется назначать порог, исходя из гипотезы о наличии в АР только собственного шума:

$$Th = < I^{(1)} | J = 0 > = (N^2M^2 - 1)/(NM + L). \quad (4)$$

Для оценки угловых положений источников излучения на основе полученной аппроксимации минимального многочлена строится оценка проектора на шумовое подпространство $\mathbf{P}$ в виде [10]:

$$\boldsymbol{P} = \left[\left(\boldsymbol{E} - \gamma_1\widehat{\boldsymbol{M}}\right) \dots \left(\boldsymbol{E} - \gamma_{Q-1}\widehat{\boldsymbol{M}}\right)\right]\left[\left(1 - \gamma_1/\gamma_Q\right) \dots \left(1 - \gamma_{Q-1}/\gamma_Q\right)\right]^{-1}. \quad (5)$$

Проекция фазирующего вектора каждого источника на шумовое подпространство при точно известной корреляционной матрице равняется нулю, т.е.

$$\boldsymbol{s}^H(\varphi_j, \theta_j)\boldsymbol{P}\boldsymbol{s}(\varphi_j, \theta_j) = \boldsymbol{0}. \quad (6)$$

Двухмерный корневой подход

Перейдём в (2) и (6) к обобщённым угловым координатам: $\psi = 2\pi d_v \sin\theta$, $\chi = 2\pi\, d_h \sin\varphi\cos\theta$ и выполним замену переменных: $z = e^{i\psi}$, $y = e^{i\chi}$. Данная замена приводит к матричному представлению полинома от двух переменных (y, z):

$$f(y, z) = (\boldsymbol{y}^H \otimes \boldsymbol{z}^H)\boldsymbol{P}(\boldsymbol{y} \otimes \boldsymbol{z}), \quad (7)$$

где вектора $\mathbf{y} = [1, y, \dots, y^{N-1}]^T$, $\mathbf{z} = [1, z, \dots, z^{M-1}]^T$, $\otimes$ – произведение Кронекера. В общем случае этот полином имеет бесконечное множество решений. Однако с учётом его физического смысла, задача может быть сведена к последовательному решению двух полиномов, полученных на его основе [5]. Для этого разобьем матрицу $\mathbf{P}$ на квадратные блоки $\mathbf{P}_{pq}$ размером $N \times N$. В результате из (7) получим, что

$$f(y, z) = \boldsymbol{z}^H\left[\sum_{p=1}^{M}\sum_{q=1}^{M} y^{q-p}\boldsymbol{P}_{pq}\right]\boldsymbol{z} = \boldsymbol{z}^H\boldsymbol{F}(y)\boldsymbol{z}. \quad (8)$$

На первом этапе следует отыскать корни полинома $f_y(y) = det|\mathbf{F}(y)|$ и среди них следует отобрать J корней наиболее близких к единичной окружности и лежащих либо внутри, либо вне её [5]. Каждый отобранный корень y_p затем подставляется в полином (8). Среди его корней отбирается один наиболее близкий к единичной окружности и формируется пара (y_p, z_p), соответствующая определённому источнику излучения. Координаты каждого источника вычисляются путём обратной замены:

$$\theta = arcsin(arg(z)/2\pi d_v)\,;\ \varphi = arcsin(arg(y)/2\pi d_h \cos\theta), \qquad (9)$$

где arg(.) – фаза комплексного числа.

Для вычисления коэффициентов полинома $f_y(y) = det|\mathbf{F}(y)|$ требуется рассчитать $(2M–1)^N$ определителей, что приводит к колоссальной вычислительной сложности. Однако задача может быть существенно упрощена при аппроксимации полинома $f_y(y)$ конечным рядом Фурье [5]:

$$f_y(y) \approx \sum_{p=-K}^{K} F_p e^{ip\chi} = \sum_{p=-K}^{K} F_p y^p\,;\ F_p \approx \frac{1}{2\pi}\sum_{p=-K}^{K} f\left(e^{iq\Delta\chi}\right)e^{-ipq\Delta\chi}\Delta\chi, \qquad (10)$$

где $\Delta\chi = 2\pi/(2K+1)$. При стремлении $K \to \infty$ приблизительные равенства в (10) становятся точными. На практике величина K выбирается равной $(M–1)N$. Таким образом, мы заменяем полином $f_y(y) = det|\mathbf{F}(y)|$ полиномом (10). Для нахождения его коэффициентов требуется вычислить $(2K+1)$ определителей и БПФ, что значительно упрощает вычислительную задачу. Правило отбора корней сохраняется.

Результаты моделирования

Оценка, анализ и сравнение эффективности двумерных алгоритмов сверхразрешения были проведены с помощью численного моделирования. При моделировании рассматривались квадратная антенная решётка (N = 8, M = 8, d_v = 0.5, d_h = 0.5). Угловое положение источников было задано $\varphi_1 = \theta_1 = –2°$, $\varphi_2 = \theta_2 = +2°$, что соответствует нормированному к ширине диаграммы направленности угловому расстоянию между источниками $\Delta\zeta$ = 0.45. Модель сигнала была реализована в соответствии с (1). Результаты моделирования для этого сценария (вероятность правильной оценки числа целей p, СКО σ и систематическая ошибка ε оценки углов) приведены на рис. 1–3 соответственно. Метка «-а» соответствует азимуту, «-е» – углу места.

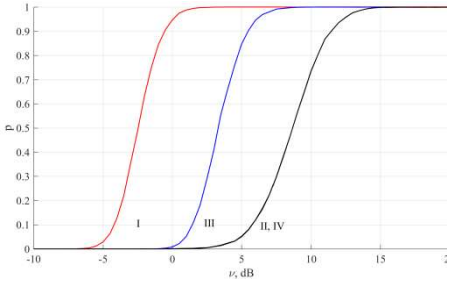


Рис. 1

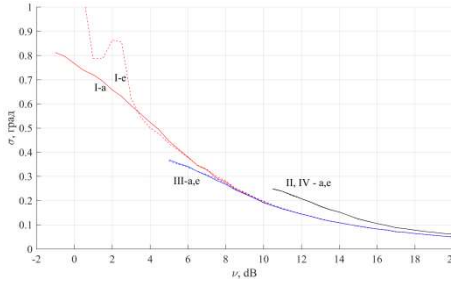


Рис. 2

Моделирование проводилось для методов: минимального многочлена (I, II) и MUSIC (III, IV) с применением корневого (I, III) и псевдоспектрального (II, IV) подходов к пеленгации. Оценка числа источников излучения для метода MUSIC производилась с помощью критерия MDL [1]. Оценка корреляционной матрицы выполнялась по $L = 10$ временным выборкам. Для каждого значения мощности v источника выполнялось 10000 независимых экспериментов.

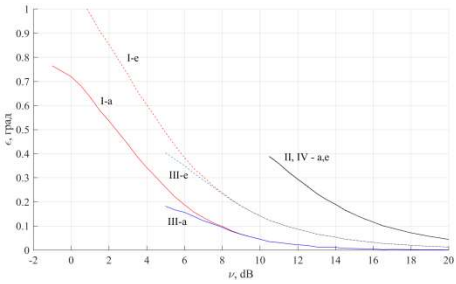


Рис. 3

Из результатов моделирования видно, что вероятность правильной оценки числа источников излучения $p = 0.8$ достигается для корневого варианта метода минимального многочлена при мощности v источников на ≈12 дБ меньше, чем для псевдоспектрального варианта. Кроме того, метод минимального многочлена обеспечивает выигрыш ≈7 дБ по сравнению с критерием MDL для заданной АР. Величины ошибок оценки угловых координат для методов минимального многочлена и MUSIC примерно совпадают. При этом точность оценки с помощью корневого подхода превосходит точность оценок, полученных с помощью пространственного спектра, что также характерно и для одномерного случая [3]. Разница в величине систематической ошибки ε для азимута и угла места, вероятно, связана с последовательной вычислительной процедурой, т.к. ошибка оценённой «горизонтальной фазы» χ при подстановке в (9) влияет на оценку «вертикальной фазы» ψ, определяющей угол места.

Выводы

В работе рассмотрена двумерная проблема оценки числа и угловых координат (азимута и угла места) близкорасположенных источников сигналов с помощью корневого метода минимального многочлена в прямоугольной антенной решётке. На результатах численного моделирования показана эффективность предлагаемого подхода.

[1] Godara L.C. Smart antennas. CRC Press. 2004.
[2] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г., Анурин А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 9. С. 1144.
[3] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г., Елохин А.В., Шмонин О.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 3. С. 261.
[4] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г., Елохин А.В., Шмонин О.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 11. С. 945.
[5] Lee J., Park J., Chun J. // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. 2019. Vol. 55, №. 3. P. 1474.

ОЦЕНКА РАДИОНАВИГАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ВЗАИМНОЙ ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

И.В. Гринь, О.А. Морозов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При построении современных систем радиосвязи и навигации, особенно с использованием космического сегмента, важной задачей является разработка и исследования методов цифровой обработки сигналов, эффективно функционирующих в условиях априорной неопределенности относительно параметров сигналов и низкого отношения сигнал/шум каналов связи. В большинстве существующих систем слежения координаты определяются на основе технологий GPS/GLONASS, что позволяет определять местоположение в реальном времени, однако в данных системах координаты определяются самим объектом, что может быть неприемлемо в случае аварии, умышленного искажения данных и других нештатных ситуациях. Альтернативой подобных систем могут служить спутниковые системы пассивной пеленгации. Применение таких систем актуально также для развития и расширения возможностей систем космической связи, информационного и навигационного обеспечения, дистанционного зондирования Земли, мониторинга и предсказания природных явлений и чрезвычайных ситуаций.

Одним из распространенных методов пассивной пеленгации источника излучения является разностно-дальномерный метод [1]. Его использование основано на определении взаимных временных задержек распространения искаженных копий излученного сигнала.

Задача оценки взаимной временной задержки является достаточно трудоемкой, требует большого объема вычислительных ресурсов и памяти вследствие наличия априорной неопределенности параметров сигналов, низкого отношение сигнал/шум, широкого диапазона возможного изменения частотно-временных параметров [1]. Применение различных подходов к расширению спектра в современных спутниковых системах связи [2] приводит к необходимости разработки эффективных методов оценки параметров сигналов с учётом влияния масштабирования спектра.

Оценка временных задержек в случае относительно узкополосных сигналов традиционно производится на основе расчета и анализа взаимной функции неопределенности принимаемых сигналов [2-3]:

$$A(\tau, \Delta f^*) = \int_{-\infty}^{\infty} s_1(t) \cdot s_2^*(t+\tau)\, exp(-j2\pi\Delta f t)\, dt. \qquad (1)$$

Положение главного максимума модуля взаимной функции неопределенности (2) позволяет определить взаимную задержку сигналов и доплеровский сдвиг частоты:

$$(\tau, \Delta f^*) = \underset{\tau,\Delta f}{argmax} |A(\tau, \Delta f^*)|. \qquad (2)$$

В случае, когда сигналы являются широкополосными (ширина полосы $B \sim 0.1 f_0$), величина доплеровского масштабирования спектра не является пренебрежимо малой

величиной. Вследствие этого, при оптимальной обработке принимаемых сигналов, побочные максимумы взаимной функции неопределенности и корреляционной функции нелинейных фильтров становятся сравнимыми по величине с главным максимумом, что не позволяет достоверно оценить взаимную временную задержку сигналов.

Для повышения вероятности достоверной оценки взаимных временных задержек широкополосных сигналов может быть предложена модифицированная схема расчета, предложенная в [3]. Данная схема предполагает выделение M узкополосных каналов с центральной частотой f_k и шириной спектральной полосы B_k, расчет распределений на основе (1) и последующее усреднение полученных распределений. Ширину спектральной полосы узкополосных каналов B_k целесообразно выбирать так, чтобы доплеровское расширение данной спектральной полосы было пренебрежимо мало для эффективного применения алгоритмов оценки взаимной временной задержки узкополосных сигналов.

Для повышения степени выраженности главного максимума в модифицированной схеме расчета предлагается этап усреднения сечений взаимных функций неопределенности в узкополосных каналах.

В данной работе в качестве результирующих временных распределений рассматриваются:

$$C_S = \left| \sum_{k=1}^{M} \left(\sum_{n=0}^{N} R_k(n,\tau) exp(-j2\pi\Delta f^*\tau) \right) \right|; \quad (3)$$

$$I_S = \sum_{k=1}^{M} \left(\sum_{n=0}^{N} R_k(n,\tau) exp(-j2\pi\Delta f^*\tau) \right); \quad (4)$$

где R_k – поэлементное произведение отсчетов сигналов со сдвигом τ, N – размерность массива быстрого преобразования Фурье, Δf^* – смещение частоты, доставляющее глобальный максимум функции неопределенности. В (3) рассматривается сумма комплексных отсчетов сечений взаимной функции неопределённости, рассчитанных по сигналам в выделенных узкополосных каналах (когерентное накопление); в (4) – сумма модулей комплексных отсчетов (некогерентное накопление).

Критерием достоверности оценки взаимной временной задержки предложенными методами может служить отношение величины главного максимума результирующего временного распределения к среднеквадратичному значению отклонения от среднего, что также характеризует степень выраженности главного максимума в данном распределении:

$$C = \frac{max(Q_i) - \bar{Q}}{\sqrt{\frac{1}{L}\sum_{i=0}^{L-1}(Q_i - \bar{Q})^2}}; \quad (5)$$

где L – количество отсчетов в распределении $Q(t)$.

Для предложенных алгоритмов когерентного и некогерентного накопления проведено исследование величины критерия выраженности (5) главных максимумов результирующих распределений, полученных по выражениям (3 – 4) в зависимости от

количества узкополосных каналов *M*. Исследование проводилось для OFDM-сигналов с шириной спектра – 420 МГц, включающих 512 поднесущих, отношение сигнал/шум равно -6 дБ. На рисунке 1 приведены графики зависимостей критерия *C* (5) результирующих распределений от количества выделяемых узкополосных каналов *M*, полученных на основе выражений (3 – 4). Зависимость 1 соответствует когерентному накоплению, зависимость 2 – некогерентному накоплению.

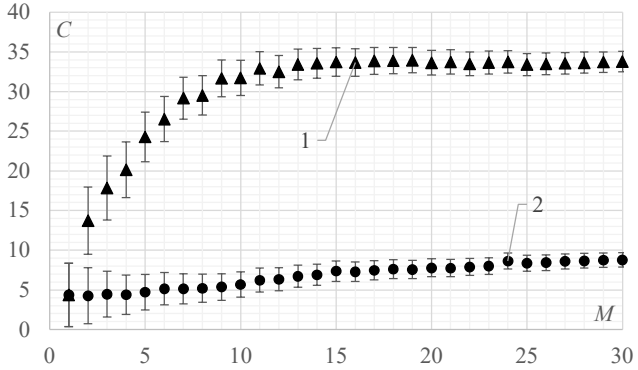


Рис. 1.

Полученные зависимости демонстрируют значительное преимущество схемы некогерентного накопления по степени выраженности главного максимума результирующей функции. Такой результат можно объяснить необходимостью сохранения информации о распределении фазы для эффективного применения схемы когерентного накопления. В методе построения функции неопределенности для повышения быстродействия используется алгоритм быстрого преобразования Фурье, имеющий фиксированное частотное разрешение, в связи с чем, точность компенсации частотных сдвигов является достаточно низкой.

В работе предлагается модификация алгоритма, заключающаяся во введении дополнительного этапа уточнения распределения фазы для каждого сечения, основанная на выполнении дискретного преобразования Фурье при фиксированном значении временного сдвига и определения величины доплеровского смещения спектра с точностью, превышающей частотное разрешение алгоритма быстрого преобразования Фурье при заданном числе отсчётов:

$$\Delta f^m = \underset{\Delta f}{argmax}\left(\sum_{n-0}^{N^*} R_k(n,\tau_0) exp(-j2\pi\Delta f\tau)\Big|_{\tau_0=\tau}\right); \qquad (6)$$

где N^* – длина массива дискретного преобразования Фурье, обеспечивающая заданную точность по частоте.

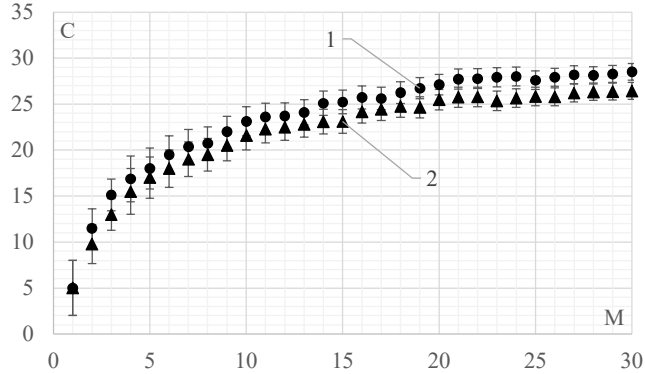


Рис. 2.

На рисунке 2 приведены графики зависимостей критерия выраженности результирующих функций *C* от количества выделяемых узкополосных каналов *M*, полученных на основе выражений (3-4) с дополнительным этапом уточнения информации о распределении фазы сигналов для каждого сечения. Зависимости, полученные при использовании этапа уточнения фазы, демонстрируют ожидаемое преимущество схемы когерентного суммирования, однако производительность алгоритма значительно снижается.

Проведенное исследование позволяет сделать вывод о целесообразности применения алгоритма усреднения сечений взаимных функций неопределенности с максимумами недостаточной выраженности. Суммирование комплексных отсчетов сечений функции неопределенности без учета дополнительной информации о распределении фазы в области максимума функции в выделяемых узкополосных каналах и учета возможных фазовых задержек сигналов при полосовой фильтрации не дает заметного улучшения выраженности максимума. Кроме того, когерентное суммирование накладывает жесткие требования на точность компенсации частотных сдвигов спектров сигналов. В случае использования дополнительного этапа уточнения информации о распределении фазы для сечений функции неопределенности может быть получено повышение до 2 - 3 дБ величины критерия выраженности главного максимума при использовании схемы когерентного суммирования, однако такое изменение алгоритма влечет за собой значительное снижение вычислительной эффективности алгоритмов.

[1] Гришин Ю.П., Казаринов Ю.М., Ипатов П.В. Радиотехнические системы. – М.: Высш. шк., 1990, 496 с.
[2] Ипатов В.П. Широкополосные системы и кодовое разделение каналов. – М.: Техносфера, 2007. 488 с.
[3] Гринь И.В., Ершов Р.А., Морозов О.А. // Системы управления и информационные технологии. 2015. №3(1). С. 18.

ОБНАРУЖЕНИЕ ПРОЦЕССОВ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ДЕТЕРМИНИРОВАННОСТИ В ШУМАХ СЛОЖНОЙ БИОЛОГИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Л.П. Коган[1)], А.В. Гордецов[2)], О.В. Красникова[2)], *А.А. Яблоков*[3)]

[1)] Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет
[2)] Приволжский исследовательский медицинский университет
[3)] Институт физики микроструктур РАН

Введение

В этой работе рассматривается влияние сильных изменений внешней среды на поведение биологических объектов. Данная задача, которая имеет и обратную формулировку использования биосистем как датчиков приближающихся событий, (например, предстоящих землетрясений), является вполне актуальной [1–3]. В данном случае исследование проводится путем анализа статистики шума пчел внутри улья. Запись проводилась на протяжении июля-сентября 2019 года в Дивеевском районе Нижегородской области.

Математический аппарат, применяемый при решении задачи

Предлагается гипотеза о том, что физические поля, создаваемые сложной биологической системой, могут быть записаны в виде

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t)\,. \qquad (1)$$

Здесь случайная величина (СВ) $x_1(t)$ — стохастический фоновый шум, сопровождающий обычное функционирование системы. Тогда как $x_2(t)$ – случайный процесс, являющийся откликом системы на существенное изменение внешних условий. Основной гипотезой, выдвигаемой в данной работе, является предположение о статистической независимости этих двух СВ. Кроме того, вводятся предположения о симметрии или квазисимметрии относительно начала отсчета вероятностного распределения, соответствующего $x_2(t)$.

Разделим область значений для выбранного отрезка реализации случайного процесса $x(t)$ на N интервалов с одинаковой шириной h:

$$x_{min} + mh \le x < x_{min} + (m+1)h,\;\; 0 \le m \le N-1\,. \qquad (2)$$

При возникновении «внешнего» процесса $x_2(t)$, статистически независимого с общим фоновым шумом $x_1(t)$ самой системы и обладающим шириной распределения, хоть сколько-то соизмеримой с h (а также при соизмеримости числа значений $x(t)$ в соседних интервалах (2) в пределах статистически значимой области) с высокой вероятностью будут уменьшаться значения функционала вида

$$L(n) = \frac{A}{M}\sum_{l=n-(M-1)}^{n} |\mathscr{L}_l|\;; \qquad \mathscr{L}_l = \sum_{m=0}^{N-1}(-1)^m P_{m,l}. \qquad (3)$$

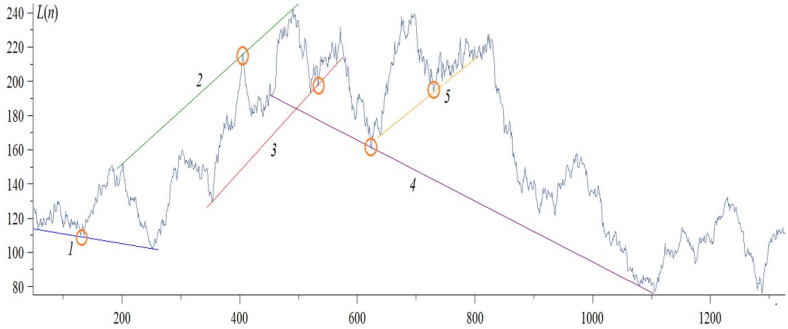
Здесь l – номер отрезка реализации, $P_{m,l}$ – вероятность попадания измеренных значений $x\ t$ в интервал разбиения с номером m, коэффициент A вводится с целью перехода к удобной для анализа области значений данного функционала, а значение n соответствует моменту наблюдения, то есть времени завершения интервала реализации с указанным номером. Указанное уменьшение связано с соизмеримостью числа значений процесса $x_1(t)$ в любых соседних ячейках разбиения (2). При появлении независимого процесса $x_2(t)$ часть этих значений переходит в соседние ячейки, что приводит к более равномерному распределению значений суммарного случайного процесса $x(t)$ по сравнению с $x_1(t)$. Несложно понять, что в таком случае с высокой вероятностью уменьшаются значения модулей значений $\mathscr{L}_l$ в (3). Такой эффект «смешивания» значений в соседних ячейках (2) можно рассматривать как увеличении энтропии при возникновении дополнительного внешнего случайного воздействия на рассматриваемую биосистему.

Анализ полученных результатов

На рис. 1 приведена зависимость $L(n)$ для измерений, проведенных 10 и 11 июля 2019 года. Горизонтальная ось соответствует времени работы диктофона, измеряемом в минутах. В (3) принято $M = 51$ и $A = 1020$. На этом рисунке прямые *1-4* либо соединяют пары точек, каждая их которых соответствует либо одному из главных экстремумов, либо началу или завершению тренда, а прямая *5* начинается в очевидной точке начала тренда и далее проходит по касательной к его нижней границе. Для каждой из этих прямых обведена оранжевым овалом область, в границах которой имеет место либо минимальное удаление данной линии от графика рассматриваемой зависимости, если график $L(n)$ не пересекает рассматриваемую прямую, либо максимальное удаление в обратном случае. Для прямой *1* указанное расстояние от $L(n)$ не превышает значения $\delta_1 = 0.34\%$ от соответствующего значения $L(n)$, а для прямых *2*, *3*, *4* и *5* аналогичные величины оцениваются как
$\delta_2 = 0.2\%$, $\delta_3 = 0.60\%$, $\delta_4 = 0.25\%$ и $\delta_5 = 0.29\%$. Такое «прямолинейное» свойство наиболее важных точек зависимости $L(n)$ представляется весьма интересным и информативным, хотя и не вполне понятным.

В табл. 1 учтены значения следующих атмосферных показателей: облачность (строка (b)), атмосферное давление (строка (d)), температура воздуха и его влажность (строки (e) и (f) соответственно). Сопоставляя их с рис. 1, получаем, что изменения статистики шума пчел связаны с событиями во внешней среде и, следовательно, могут являться источником информации о появлении или подготовке возникновения новых процессов в окружающем пространстве. Здесь следует отметить малоинерционность отклика данной статистики на вариации процессов во внешнем мире: время соответствующей реакции оценивается как величина порядка 30–60 минут. При этом благоприятные для жизнедеятельности пчел события (увеличение освещенности и понижение влажности воздуха приводят к увеличению значений функционала (3), а неблагоприятные (начало выпадения осадков, далее переходящее в грозу) – к его уменьшению. Данные эффекты соответствуют рассмотренному выше механизму влияния процесса $x_2(t)$ на свойства значений оператора (3): благоприятные явления внешней среды могут рассматриваться как факторы уменьшения скорости энтропийных про-

цессов что проявляется в увеличении значений $L(n)$, а неблагоприятные ведут к ее усилению, что отражается в уменьшении данного функционала. Отмеченная корреляция времени изменений состояния погоды и моментов слома прежних и появления новых трендов зависимости $L(n)$ может рассматриваться как апробация, подтверждающая правильность предлагаемой методики.



a)	**21:00**	**0:00**	**3:00**	**6:00**	**9:00**	**12:00**	**15:00-18.30**
b)	61 %	35 %	27 %	17 %	43 %	67 %	83 %
c)							
d)	741	741	741	741	742	742	743
e)	**+15°**	**+13°**	**+12°**	**+13°**	**+17°**	**+19°**	**+20°**
f)	80 %	86 %	88 %	83 %	66 %	59 %	59 %

Рис. 1 и табл. 1

На рис. 2 приведен график $L(n)$ для измерений, проведенных 8 и 9 августа 2019 года. Для рис. 2 сам факт существования прямых линий *1–7*, любая из которых с высокой точностью проходит через три и более точки, отвечающие основным экстремумам, а также моментам появления и слома главных трендов (в данном случае $0{,}05\% \leq \delta_{1-6} \leq 0{,}36\%$), является по-прежнему труднообъяснимым. Заметим также, что анализ, проведенный применительно рис. 2 (соответствующая таблица состояния погоды не приведена с целью экономии места), также подтверждает вывод об эффективном и малоинерционном отражении проходящих погодных процессов в изменениях свойств статистики шума пчел.

Выводы

1) Полученные результаты не противоречат введенной гипотезе о структуре измеряемых физических полей вида (1) как суммы фонового шума и статистически независимого от него случайного слагаемого, отвечающего реакции биосистемы на изменение внешних условий.

2) Изменение статистики шума в улье, отвечающее новым явлениям во внешней среде, происходит с низкой инерционностью, то есть в течение временного интервала порядка 30 минут после начала соответствующих погодных вариаций.

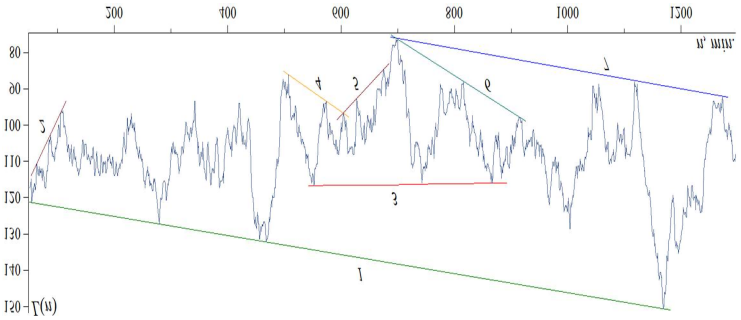


Рис. 2

3) Существуют прямые линии, каждая из которых соединяет две точки, соответствующие основным экстремумам либо моментам появления и слома главных трендов, и при этом проходит мимо еще одной или более «дополнительных» подобных точек. Погрешность прохождения любой указанной прямой мимо таких «дополнительных» точек не превышает 0,6% от соответствующего значения функционала (3) (в среднем такое отклонение составляет существенно меньше). Сам факт существования данных прямых линий пока не удается объяснить, в том числе на уровне гипотез.
4) Часть из этих прямых линий начинается в момент, когда действуют совершенно другие погодные условия, чем во время ее завершения. Таким образом, поведение пчелиной семьи демонстрирует опережающую реакцию на предстоящее изменение погоды за временной интервал вплоть до третьей части суток.
5) При анализе проведенных вычислений удалось сформулировать язык, на котором может быть текущее состояние рассматриваемой биосистемы. Он сводится к системе выводов о связи элементов графика зависимости $L(n)$ с происходящими процессами и позволяет основе провести непротиворечивое описание рассматриваемых явлений для всего периода наблюдений.
6) Статистика шума пчел может являться источником информации о появлении новых процессов в окружающем пространстве

[1] Eskov E.K., Toboev V.A. // Biophysics. 2010. № 55. С. 92.
[2] Махмудов А.А., Лихтер А.М. // Прикаспийский журнал: Управление и высокие технологии 2012. Т. 1, № 17. С. 95.
[3] Тишечкин Д.Ю., Веденина В. Ю. // Зоологический журнал. 2016. Т. 95, № 11. С. 1240.

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПОРОГОВОГО МЕТОДА ОПТИМИЗАЦИИ ВЕРОЯТНОСТИ БИТОВОЙ ОШИБКИ В РЕЛЕЙНОЙ MIMO-СИСТЕМЕ

А.О. Кокарев, И.С. Сорокин, А.Г. Флаксман

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время интенсивно исследуется эффективность многоэтапных MIMO-систем мобильной связи, использующих последовательно расположенные релейные ретрансляционные станции с линейной обработкой сигналов (amplify-and-forward protocol). Основные характеристики релейной MIMO-системы (пропускная способность и вероятность битовой ошибки) зависят от среднеквадратической ошибки (СКО) между входными и выходными сигналами, которая, в свою очередь, определяется отношением сигнала к шуму (ОСШ) [1].

Релейную MIMO-систему можно представить в виде набора параллельных независимых собственных подканалов [1,2]. Предложенный в [3] метод раздельной оптимизации такой системы основан на минимизации СКО отдельно для каждого этапа передачи и дает возможность получить аналитические выражения для матриц распределения мощности между всеми собственными подканалами. В [4,5] исследована эффективность «порогового» метода, основанного на передаче данных только по «сильным» подканалам и отключении «слабых» подканалов с наименьшими ОСШ. При этом рассматривалась MIMO-система без релейных станций. В настоящей работе анализируется эффективность многоэтапных релейных MIMO-систем при использовании метода раздельной оптимизации совместно с пороговым методом.

Раздельная оптимизация релейной MIMO-системы

Рассмотрим (K+1)-этапную релейную MIMO-систему, в которой информация, передаваемая источником, ретранслируется K релейными станциями (РС) и поступает в пункт назначения. Антенные системы передатчика, релейных станций и пункта назначения представляют собой антенные решётки (АР) с M_k передающими и N_k приемными антеннами на k-ом этапе передачи (k=1,2,…,K+1).

Схема (K+1)-этапной релейной MIMO-системы показана на рис. 1, где $\mathbf{H}_k$ – матрица коэффициентов передачи на k-ом этапе, $\mathbf{F}_k$ и $\mathbf{G}_k$ – матрицы пространственного кодирования и декодирования сигналов на k-ом этапе, $\mathbf{s}_0$, $\mathbf{s}_1$, $\mathbf{s}_2$,…,$\mathbf{s}_{K+1}$ – векторы входных, ретранслируемых и выходных символов размерностью равной числу L_0 используемых параллельных подканалов. Векторы $\mathbf{x}_1$, $\mathbf{x}_2$,…,$\mathbf{x}_{K+1}$ кодированных символов, передаваемых АР источника и релейных станций, состоят из M_k компонент, а векторы $\{\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2,\ldots,\mathbf{y}_{K+1}\}$ и $\{\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2,\ldots,\mathbf{n}_{K+1}\}$ сигналов и собственных шумов в приемных АР релейных станций и пункта назначения состоят из N_k компонент.

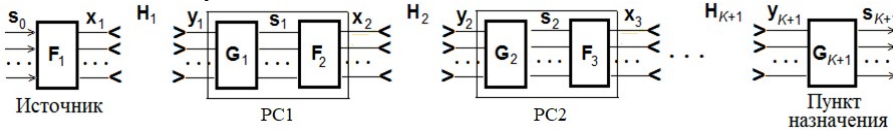


Рис. 1

Вектор принятых символов на k-ом этапе $\mathbf{s}_k = \mathbf{G}_k\mathbf{H}_k\mathbf{F}_k\mathbf{s}_{k-1} + \mathbf{G}_k\mathbf{n}_k$. Мощность $P^{(k)}$ на этом этапе должна удовлетворять условию $P^{(k)} = Tr\{\mathbf{F}_k\mathbf{Q}_{k-1}\mathbf{F}_k^H\}$, где $\mathbf{Q}_{k-1} = <\mathbf{s}_{k-1}\mathbf{s}_{k-1}^H>$ – корреляционная матрица передаваемых символов, $Tr\{\cdot\}$ – след матрицы, $<\cdot>$ – статистическое среднее, $(\cdot)^H$ – эрмитово сопряжение. Для матрицы $\mathbf{Q}_k$ будем иметь $\mathbf{Q}_k = \mathbf{G}_k\mathbf{H}_k\mathbf{F}_k\mathbf{Q}_{k-1}\mathbf{F}_k^H\mathbf{H}_k^H\mathbf{G}_k^H + \mathbf{G}_k\mathbf{G}_k^H$.

Метод раздельной оптимизации многоэтапной релейной MIMO системы основан на минимизации следа матрицы СКО отдельно для каждого этапа передачи [3]. Матрица СКО между переданным ($\mathbf{s}_{k-1}$) и принятым ($\mathbf{s}_k$) символами на k-ом этапе равна (см. рис. 1) $\Sigma_k = <(\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_{k-1})(\mathbf{s}_k - \mathbf{s}_{k+1})^H>$. Оптимальные матрицы кодирования и декодирования равны

$$\boldsymbol{G}_k = \boldsymbol{Q}_{k-1}\boldsymbol{F}_k^H\boldsymbol{H}_k^H(\boldsymbol{H}_k\boldsymbol{F}_k\boldsymbol{Q}_{k-1}\boldsymbol{F}_k^H\boldsymbol{H}_k^H + \boldsymbol{I})^{-1}\boldsymbol{U}_0^H, \quad \boldsymbol{F}_k = \boldsymbol{V}_k\Phi_k\boldsymbol{U}_0, \quad k = 1,\dots,K+1 \tag{1}$$

где $\Phi_k = diag\{\varphi_{k,1},\dots,\varphi_{k,L}\}$ – диагональная матрица, $\mathbf{U}_0$ – $\{L\times L\}$-размерная унитарная матрица поворота (предварительного кодирования), составленная из коэффициентов преобразования Фурье с pq-ым элементом $(\mathbf{U}_0)_{pq} = L^{-0.5}\exp[j(2\pi/L)(p-1)(q-1)]$.

Решение (1) приводит к диагональной структуре релейной MIMO-системы по отношению к вектору $\mathbf{U}_0\mathbf{s}_0$, которую можно представить в виде параллельного набора L независимых подканалов. Эти подканалы формируются на основе собственных векторов канальных матриц $\mathbf{H}_k$, и, поэтому, называются собственными. Диагональные матрицы Φ_k^2 и Λ_k определяют распределение мощности между подканалами и амплитудные коэффициенты усиления подканалов на k-ом этапе передачи. Разброс сингулярных чисел может быть достаточно большим. Поэтому применяется дополнительное предварительное кодирование с помощью унитарной матрицы $\mathbf{U}_0$ поворота [1, 2], в результате которого каждый из передаваемых символов распределяется по всем собственным подканалам равномерно по мощности. На выходе системы необходимо выполнить обратный поворот вектора символов, используя матрицу $\mathbf{U}_0^{-1} = \mathbf{U}_0^H$. Оптимальное распределение между собственными подканалами получено в [3]. Отметим, что на каждом этапе число подканалов может быть разным, и итоговое число подканалов в MIMO-системе будет определяться минимальным числом подканалов на всех этапах.

Метод передачи с отбором сильных собственных подканалов

Наибольшая скорость в MIMO-системе будет обеспечена при использовании всех подканалов. Однако вероятность битовой ошибки может становиться неприемлемо большой. Допуская определенные потери в скорости, можно не использовать слабые подканалы. Такой подход будет обеспечивать компромисс между скоростью передачи и вероятностью ошибки.

При использовании всех L подканалов одновременно передается k_bL кодированных бит или k_bLR_c некодированных (информационных) бит. Это означает, что ско-

рость передачи будет максимальной и равной $R_{max} = k_b L R_c$ бит/символ. Отключение слабых собственных подканалов приводит к уменьшению скорости передачи.

Для применения пороговой техники на k-ом этапе введем в рассмотрение матрицу $\mathbf{H}_k^{(\rho)} = \rho_k \mathbf{H}_k \mathbf{H}_k^H$ (при $M>N$) и $\mathbf{H}_k^{(\rho)} = \rho_k \mathbf{H}_k^H \mathbf{H}_k$ (при $M<N$), где $\rho_k = P_0^{(k)} / \sigma_0^2$ – ОСШ на k-ом этапе, σ_0^2 – мощность собственного шума. Пороговый метод [4, 5] разделения собственных подканалов на сильные и слабые заключается в разделении собственных чисел $\lambda_k^{(\rho)}$ матрицы $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ на две группы чисел, больших или меньших порога $\lambda_{tg}^{(\rho)}$, который зададим одинаковым для всех этапов. Значение порога будет зависеть от статистических свойств собственных чисел матриц $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ (k=1,2,…,K) и наименьшего ОСШ ρ_{min}, при котором обслуживаются пользователи.

Собственное число $\lambda_k^{(\rho)}$ матрицы $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ находится в интервале $0 < \lambda_k^{(\rho)} < \lambda_{tg}^{(\rho)}$ при среднем ОСШ ρ_k с вероятностью $p(\lambda_{tg}^{(\rho)}, \rho_k)$, которая равна интегралу по переменной $\lambda_k^{(\rho)}$ от одномерной плотности вероятности $f(\lambda_k^{(\rho)}, \rho_k)$ неранжированных собственных чисел матрицы $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ по этому интервалу. Вероятность превышения порога для $\lambda_k^{(\rho)}$ при ОСШ ρ_k равна $1 - p(\lambda_{tg}^{(\rho)}, \rho_k)$. Поэтому уравнение $[1 - p(\lambda_{tg}^{(\rho)}, \rho_k)] = R(\rho_k)/R_{max}$ будет определять вероятность использования сильных собственных подканалов, для которых выполняется условие $\rho_k \lambda_k > \lambda_{tg}^{(\rho)}$, где $R(\rho_k)$ – скорость передачи при ОСШ ρ_k.

Зададим минимальную скорость R_{min} передачи данных для минимального ОСШ ρ_{min}. При этом порог $\lambda_{tg}^{(\rho)}$ будет зависеть от ρ_{min} и R_{min}. Решая обратную задачу, порог для разделения собственных чисел матрицы $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ найдем из уравнения $p(\rho_{min}, \lambda_{tg}^{(\rho)}) = 1 - R_{min}/R_{\max}$. При этом будет обеспечиваться минимальная скорость R_{min} передачи данных при наименьшем ОСШ ρ_{min}. С ростом ОСШ собственные числа матрицы $\mathbf{H}_k^{(\rho)}$ увеличиваются. Следовательно, число собственных чисел, превышающих порог, также будет увеличиваться, что означает увеличение скорости передачи данных. В отобранных подканалах будем использовать оптимальное распределение мощности, полученное в [3]. На каждом этапе число подканалов может быть разным. Поэтому, итоговое число подканалов будет определяться минимальным числом подканалов на всех этапах.

Результаты моделирования

Приведем сравнительные результаты моделирования вероятности битовой ошибки в многоэтапной релейной MIMO-системе при использовании метода раздельной оптимизации совместно с пороговым методом (система А), или при использовании только метода раздельной оптимизации (система Б). Число релейных станций будем считать равным K=1 или K=2, а число передающих и приемных антенн – одинаковым на источнике, всех релейных станциях и в пункте назначения (M_k=4 и N_k=4, k=1,2,…,K+1). Мощность всех передатчиков одинаковая ($P_0^{(k)} = P_0$). Пространственные каналы на всех этапах имеют одинаковые статистические свойства – являются

случайными некоррелированными и релеевскими («городской» тип). При этом элементы канальных матриц $\mathbf{H}_k$ представляют собой случайные независимые комплексные гауссовы величины с нулевым средним и единичной дисперсией. Единичная дисперсия элементов матриц $\mathbf{H}_k$ означает, что средние потери в пространстве на каждом этапе передачи не учитываются. Гауссовы собственные шумы имеют единичную мощность, модуляция сигналов – квадратурная фазовая. Будем считать, что время корреляции канальных коэффициентов больше времени передачи информационного пакета. Тогда матрицы $\mathbf{H}_k$ можно считать постоянными для данного пакета и случайно изменяющимися для разных пакетов (квазистатическое приближение).

На рис. 2 и 3 показаны кривые для вероятности битовой ошибки и среднего числа подканалов в зависимости от ОСШ (дБ) для систем А и Б (красные и синие кривые, соответственно). Номер кривой показывает число релейных станций. Из приведенных результатов следует, что использование порогового метода обеспечивает уменьшение вероятности битовой ошибки. Выигрыш в ОСШ по уровню вероятности ошибки 0.001 составляет примерно 4–5 дБ.

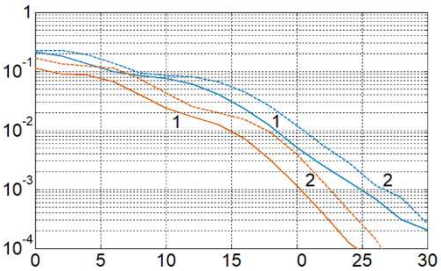


Рис. 2

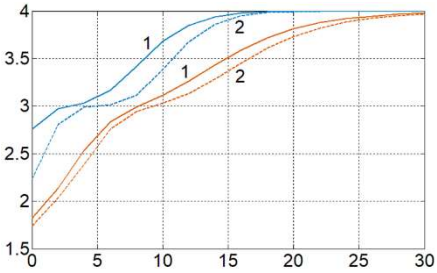


Рис. 3

[1] Palomar D.P., Cioffi J.M., Lagunas M.A. // IEEE Trans. Signal Process. 2003. Vol. 51. No. 9, P. 2381.
[2] Sanguinetti L., D'Amico A.A., Rong Y. // IEEE Journal on Selected Areas in Communications. 2012. Vol. 30, No. 8. P. 1331.
[3] Маврычев Е.А., Елохин А.В., Сорокин И.С., Флаксман А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62. № 3. С. 241.
[4] Ермолаев В.Т., Маврычев Е.А., Флаксман А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 3. С. 251.
[5] Елохин А.В., Сорокин И.С., Флаксман А.Г. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2020. № 2. 17 с.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АЛГОРИТМОВ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ОЦЕНКЕ ПАРАМЕТРОВ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ПРЕДСКАЗАНИЯ КАНАЛА ДЛЯ ВЫСОКОМОБИЛЬНЫХ ПОЛЬЗОВАТЕЛЕЙ В LTE СИСТЕМАХ СВЯЗИ

В.В. Купцов, О.А. Шмонин, С.Н. Трушков, А.С. Михайлова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Обслуживание высокомобильных пользователей является одной из ключевых задач, возникающих при работе системы связи LTE. Трудности при решении данной задачи наиболее остро проявляются, когда система работает в режиме временного разделения (TDD), поскольку информация о качестве канала пользователей становится неактуальной между двумя последовательными измерениями канала. Чем выше скорость пользователей, тем быстрее устаревает информация о характеристиках канала. Данный процесс приводит к уменьшению производительности системы связи и общей скорости передачи данных.

В работе [1] предложен параметрический подход к предсказанию канальных коэффициентов на интервале между пилотными сигналами SRS (Sounding Reference Signal), основанный на гармоническом представлении зависимости канальных коэффициентов от времени. Для реализации данного параметрического алгоритма предсказания необходимо предварительно оценить параметры модели: число гармоник и их частоты. Наиболее эффективными для решения данной задачи являются алгоритмы сверхразрешения, т.к. близкие гармоники могут быть не различимы с помощью дискретного преобразования Фурье [2]. В данной статье рассматривается сравнение методов: Кейпона, Root MUSIC (MUltiple SIgnal Classification), корневой метод минимального многочлена [3, 4, 5].

Параметрический алгоритм предсказания

На вход алгоритма предсказания поступают значения канального коэффициента на q-том PRB (Physical Resource Block), которые представляются в виде дискретных отсчётов h_q(t). За единицу дискретного времени t принимается период следования пилотных сигналов SRS (Sounding Reference Signal). Для того, чтобы предсказать значения канального коэффициента между двумя соседними SRS необходимо осуществить предсказание на дробный шаг $d \in (0,1)$. Значение канального коэффициента $\hat{h}_q(t+d)$ можно представить в виде линейной комбинации K предшествующих отсчётов сигнала. Величину K называют порядком предсказания.

$$\hat{h}_q(t+d) = \sum_{k=0}^{K-1} b_k^* \, h_q(t-k) \qquad (1)$$

После анализа спектров временной зависимости канальных коэффициентов для модели канала 3GPP TR 36.873 Urban Macro [6] авторами был предложен подход к вычислению коэффициентов линейного предсказания [1]. Зависимость канального коэффициента от времени можно представить в виде суммы J гармонических сигна-

лов с медленно меняющимися комплексными амплитудами A_k. Для решения (1) необходимо оценить число гармоник J и набор угловых частот ω_k.

$$h_q(t) = \sum_{k=1}^{J} A_{kq} e^{iw_k t}. \quad (2)$$

Метод Кейпона

Основная идея данного метода заключается в том, чтобы минимизировать спектральную плотность мощности при фиксированном усилении для некоторых частот ω_k.

Для нахождения числа гармоник J и их частот ω_k необходимо найти максимумы разрешающей функции:

$$P(\omega) = \frac{1}{\boldsymbol{f}(\omega)^H \boldsymbol{R}^{-1} \boldsymbol{f}(\omega)}. \quad (3)$$

Где $\mathbf{f}(\omega) = [e^{i\omega(L-1)} \; e^{i\omega(L-2)} \; \ldots \; 1]^T$, **R** – корреляционная матрица для канального коэффициента в модели (2):

$$\boldsymbol{R} = < \boldsymbol{H}_q \boldsymbol{H}_q^H >; \; \boldsymbol{H}_q = [h_q(t) \quad h_q(t-1) \ldots h_q(t-L+1)]^T. \quad (4)$$

Стоит отметить, что метод Кейпона требует инверсии корреляционной матрицы, которая может быть плохо обусловлена при недостаточном числе выборок вектора **H**, используемых для её оценки.

Root MUSIC

Алгоритм Root MUSIC основан на свойствах собственного разложения корреляционной матрицы **R** для канального коэффициента в модели (2) [3, 5]. Собственные вектора матрицы **R**, соответствующие J наибольшим собственным числам, определяют базис сигнального подпространства. Собственные вектора, соответствующие *(L – J)* наименьшим собственным числам определяют шумовое подпространство, ортогональное сигнальному (L – число выборок). Число гармоник J можно оценить с помощью критерия AIC или MDL [5, 7]. Далее строится проектор на шумовое подпространство **P** [3].

Корневой подход к определению частот ω_k базируется на описанном выше свойстве ортогональности:

$$\eta(\omega) = \boldsymbol{f}^H(\omega) \boldsymbol{P} \boldsymbol{f}(\omega). \quad (5)$$

где $\mathbf{f}(\omega) = [e^{i\omega(L-1)} \; e^{i\omega(L-2)} \; \ldots \; 1]^T$. Представленное выражение обращается в ноль тогда и только тогда, когда $\omega = \omega_k$. Далее выполняется замена $z = e^{i\omega}$ и находятся корни полученного полинома. Среди корней отбираются J лежащих наиболее близко к единичной окружности и путем обратной замены вычисляются искомые частоты ω_k.

К достоинствам метода Root MUSIC можно отнести высокую точность определения частот ω_k и относительную простоту реализации. Недостатком данного метода является потребность в априорном знании числа гармоник.

Корневой метод минимального многочлена

Корневой метод минимального многочлена так же основан на свойствах корреляционной матрицы, однако в отличие от метода Root MUSIC не подразумевает поиска собственных чисел и собственных векторов корреляционной матрицы непосредственно. Метод минимального многочлена позволяет одновременно произвести оценку числа гармоник и их частот.

Данный метод основан на оценке параметров минимального многочлена корреляционной матрицы **R** канального коэффициента в модели (2) [4]. Зная степень m минимального многочлена, можно оценить число гармоник $\hat{J} = m - 1$. Для поиска частот ω_k необходимо построить оценку проектора на шумовое подпространство $\widehat{\boldsymbol{P}}$ на основе параметров минимального многочлена: функционала **I** и коэффициентов γ. После этого построить разрешающую функцию (5) и далее действовать по аналогии с методом Root MUSIC.

$$\widehat{\boldsymbol{P}} = \left[\prod_{p=1}^{\hat{J}}(\boldsymbol{I} - \gamma_p \boldsymbol{R})\right]\left[\prod_{p=1}^{\hat{J}}(1 - \frac{\gamma_p}{\gamma_{\hat{J}+1}})\right]^{-1}. \quad (6)$$

Корневой метод минимального многочлена и метод Root MUSIC имеют близкую точность определения частот гармоник. Однако оценка числа гармоник, реализуемая в методе минимального многочлена, начинает правильно работать при меньшем числе выборок *L*, чем методы AIC и MDL.

Результаты моделирования

Моделирование осуществлялось с помощью симулятора системного уровня сети LTE. В качестве модели канала была выбрана 3GPP TR 36.873 Urban Macro [6]. В системе рассматривалась изолированная мобильная сота. Несущая частота составляла 2.1 ГГц, полоса сигнала − 10 МГц, а мощность передатчика базовой станции − 40 дБм. Антенная система базовой станции представляла собой прямоугольную антенную решётку (8 x 4 x 2 поляризации), элементы которой были объединены по столбцам в восемь цифровых портов (4 на каждую поляризацию). Период следования SRS составлял 5 мс. Пользователи в количестве 60 штук были равномерно распределены по соте.

Анализ эффективности исследуемых алгоритмов проводился на основе метрики ρ, характеризующей качество предсказания характеристик канала.

$$\rho = < \left| \boldsymbol{V}_1^H \widehat{\boldsymbol{V}}_1 \right|^2 >, \quad (7)$$

где $\mathbf{V}_1$ − главный сингулярный вектор истинной канальной матрицы, $\widehat{\mathbf{V}}_1$ − главный сингулярный вектор предсказанной канальной матрицы.

Зависимость метрики ρ от скорости пользователей представлены на рисунке. Ситуации, когда предсказание не применяется, соответствует красный цвет, параметрическому алгоритму предсказания совместно с методом Кейпона – зеленый, с Root MUSIC – желтый, а с корневым методом минимального многочлена – синий (пунктир).

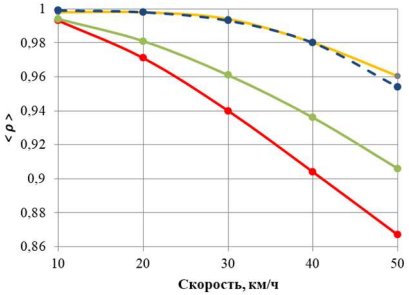


Рис.

Видно, что применение алгоритмов Root MUSIC и корневого метода минимального многочлена позволяет существенно снизить уровень потерь. Для скорости 50 км/ч значение метрики ρ составляет 96%. В то же время применение метода Кейпона дает выигрыш на 5,4 % меньше.

Выводы

В данной работе проведен сравнительный анализ эффективности работы алгоритмов сверхразрешения для поиска параметров для параметрического алгоритма предсказания канала на дробный шаг. Рассмотрены метод Кейпона, алгоритм Root MUSIC и корневой метод минимального многочлена. Оценка эффективности предложенных алгоритмов проводилась на основе компьютерного моделирования. Метод Root MUSIC и метод минимального многочлена в связке с алгоритмом предсказания дают примерно одинаковые результаты. Применение метода Кейпона дает меньший выигрыш для высокомобильных пользователей.

[1] Купцов В.В., Шмонин О.А., Трушков С.Н., Михайлова А.С. // В кн.: Тр. XXV междунар. науч.-тех. конф. «Информационные системы и технологии». 19 апреля 2019 г. / Ред. О.В. Пугина. – Н. Новгород: Нижегород. гос. техн. ун-т им. Р.Е. Алексеева, 2019, с. 42.
[2] Stoica P., Moses R. // Spectral analysis of signals. Upper Saddle River, New Jersey: Prentice Hall Inc. 2005. P. 427.
[3] Schmidt R.O. // IEEE Trans. Antennas Propagat. 1986. Vol. 34, No. 3. P. 276.
[4] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г., Елохин А.В., Шмонин О.А. // Радиофизика. 2018. Т. 61, № 3. С. 261.
[5] Godara L.C. Smart Antennas, 1st ed. – CRC Press, 2004, p. 472.
[6] 3GPP TR 36.873 (V12.1.0): “Study on 3D channel model for LTE (Release 12)”. March, 2015.
[7] https://portal.3gpp.org/desktopmodules/Specifications/SpecificationDetails.aspx?specificationId=2574
[8] Wax M., Kailath T. // IEEE Trans. Acoust. Speech Signal Process. 1985. Vol. 33. P. 387.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ФАЗОВОГО ШУМА НА СИГНАЛЫ СИСТЕМЫ СВЯЗИ ПЯТОГО ПОКОЛЕНИЯ 5G NR С ОРТОГОНАЛЬНЫМ ЧАСТОТНЫМ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕМ В ДИАПАЗОНЕ 52—71 ГГЦ

Г.В. Морозов, А.В. Давыдов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

С 2018 г. в международном консорциуме 3rd Generation Partnership Project (3GPP) ведётся разработка стандарта системы беспроводной мобильной связи и передачи данных пятого поколения 5G New Radio (NR) [1]. Технические спецификации стандарта 5G NR, начиная с выпуска Release-15, определяют работу радиосети в двух частотных диапазонах: 410 МГц—7.125 ГГц (так называемый диапазон FR1, Frequency Range 1) и 24.5—52.6 ГГц (диапазон FR2, Frequency Range 2) [2]. Радиосигналы в системах 5G NR формируются с использованием технологии CP-OFDM (Cyclic Prefixed Orthogonal-Frequency Division Multiplexing), представляющей мультиплексирование на множестве ортогональных поднесущих частот с применением циклического префикса (ЦП) в качестве защитного интервала для предотвращения межсимвольных помех. Наряду с CP-OFDM для передачи радиосигналов от абонентов на базовые станции используется модифицированная схема CP-OFDM, включающая дополнительную обработку на основе дискретного преобразования Фурье (ДПФ) перед отображением сигналов на поднесущие частоты (так называемое ДПФ-прекодирование): DFT-s-OFDM (Discrete Fourier transform-spread OFDM). Начиная с выпуска Release-17 (2020 г.), в 3GPP ведётся обсуждение возможности работы систем 5G NR в миллиметровом диапазоне 52.6—71 ГГц с использованием существующих схем формирования радиосигналов (CP-OFDM и DFT-s-OFDM). Целью настоящей работы является исследование одного из способов формирования радиосигналов, а именно CP-OFDM, для адаптации 5G NR к диапазону 52.6—71 ГГц с учётом влияния беспроводного канала связи в данном диапазоне, фазовых искажений, вызванных прежде всего фазовым шумом, а также особенностей практической обработки сигналов приёмником.

Во временной области передача сигналов 5G NR осуществляется слотами, состоящими из 14 символов CP-OFDM. В спектральной области каждый символ CP-OFDM подразделяется на блоки, состоящие из 12 ортогональных поднесущих частот. Таким образом, двумерный частотно-временной блок может быть представлен так, как показано на рис. 1.

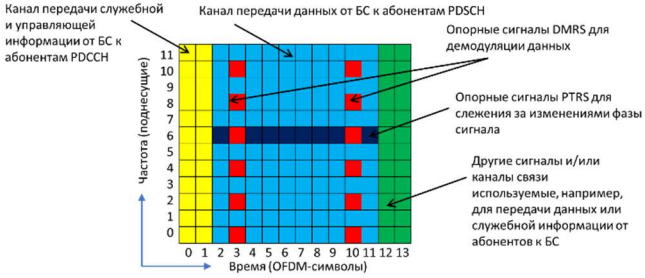


Рис. 1

Обычно несколько символов CP-OFDM в начале слота (два на рис. 1) резервируются под канал передачи служебной и управляющей информации Physical Downlink Control Channel (PDCCH) от базовой станции (БС) к абонентам. Несколько символов в конце слота резервируются под передачу данных или служебной информации от абонентов к БС (на рис. 1 их тоже два). Оставшиеся символы CP-OFDM используются для канала передачи данных Physical Downlink Shared Channel (PDSCH) от БС к абонентам, а также для пилотных или, другими словами, опорных сигналов. На рис. 1 показаны два типа опорных сигналов: опорный сигнал Demodulation Reference Signal (DMRS) и опорный сигнал Phase Tracking Reference Signal (PTRS). Опорный сигнал DMRS используется приёмником для оценивания частотной характеристики канала связи на ресурсных элементах канала PDSCH, т.е., на тех поднесущих частотах символов CP-OFDM, где идёт передача данного канала. Далее оценённые канальные коэффициенты используются для устранения канальных искажений при демодуляции и декодирования сигналов канала PDSCH. Опорные сигналы PTRS используются для отслеживания изменений во времени (от одного символа CP-OFDM к другому) фазовых искажений сигналов канала PDSCH. Данные искажения могут быть обусловлены наличием фазового шума в радиочастотных цепях приёмо-передатчиков системы 5G NR, работающей в субмиллиметровом (FR2) или миллиметровом диапазоне длин волн (52.6—71 ГГц).

Обозначим Δf частотный интервал между OFDM поднесущими. В 5G NR частотный интервал между поднесущими конфигурируется следующим образом: $\Delta f = 2^{\mu} \cdot 15$ кГц. Так, например, для частотного диапазона FR1 $\Delta f = 15, 30, 60$ кГц $(\mu = 0, 1, 2)$, а для FR2 $\Delta f = 60, 120, 240$ кГц $(\mu = 2, 3, 4)$. В силу ортогональности поднесущих частот, $\Delta f = 1/T_{FFT}$, где T_{FFT} – период быстрого преобразования Фурье (БПФ) или, что эквивалентно, длительность OFDM символа (без учёта ЦП). Таким образом, с увеличением частотного интервала длительность OFDM символа уменьшается. При этом, в системах 5G NR отношение длительности ЦП T_{CP} к T_{FFT} остаётся неизменным: $T_{CP}/T_{FFT} = const$. Следовательно, T_{CP} также уменьшается с увеличением частотного интервала между поднесущими. Значит, и символ CP-OFDM $(T_{CP} + T_{FFT})$ в 5G NR укорачивается, если Δf возрастает, что показано на рис. 2. Видно, что слот (14 символов CP-OFDM) для $\Delta f = 30$ кГц в два раза короче слота для $\Delta f = 15$ кГц, а слот для $\Delta f = 60$ кГц в два раза короче, чем слот для $\Delta f = 30$ кГц, и в четыре раза короче слота, соответствующего $\Delta f = 15$ кГц и т.д.

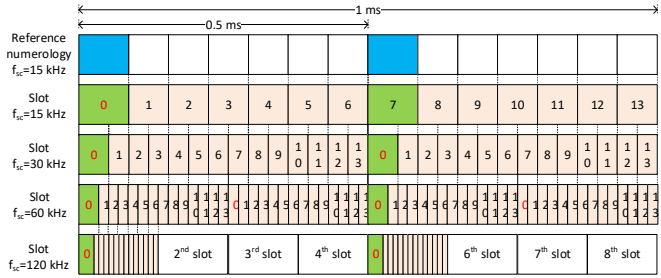


Рис. 2

Данную особенность дизайна физического уровня стандарта 5G NR необходимо учитывать при выборе частотного интервала между поднесущими для работы в диапазоне 52.6—71 ГГц. Дальнейшее увеличение частотного интервала ($\Delta f > 240$ кГц) может оказаться выгодным с точки зрения противостояния искажениям, вызванным фазовыми шумами. В этом случае, соседние поднесущие частоты, достаточно разнесённые друг относительно друга, будут оказывать меньше взаимных помех. В то же время, с увеличением частотного интервала между поднесущими уменьшается длительность ЦП, а, следовательно, сигналы CP-OFDM становятся более подвержены негативному влиянию межсимвольной интерференции, возникающей в беспроводных каналах с временной дисперсией.

Для учёта совместного влияния фазовых шумов и беспроводного канала связи на помехоустойчивость сигналов CP-OFDM в рамках данного исследования было проведено численное моделирование работы физического уровня системы связи 5G NR для значений частотного интервала между поднесущими $\Delta f = 120, 240, 480, 960, 1920$ кГц ($\mu = 3, 4, 5, 6, 7$). При этом использовались реалистичные модели фазовых шумов передатчика БС и приёмника абонентского оборудования, одобренные 3GPP [3], спектральные плотности мощности которых приведены на рис. 3 (см. Example 2). Были рассмотрены две TDL (Tapped Delay Line) модели беспроводного канала связи: TDL-A и TDL-D с параметрами среднеквадратической задержки распространения сигнала DS=10 нс и DS=1 нс, соответственно [4]. Так, модель TDL-A DS=10 нс представляет собой типичный канал без прямой видимости, NLoS (Non-Line of Sight), между передатчиком и приёмником (очень частотно-селективный канал), а модель TDL-D DS=1 нс является типичным каналом прямой видимости, LoS (Line of Sight), между передатчиком и приёмником (канал с почти плоским частотным профилем).

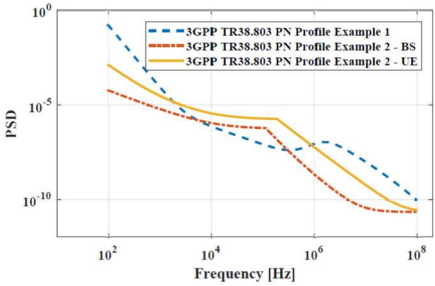


Рис. 3

Первоначальные результаты моделирования представлены на рис. 4 и рис. 5 для каналов LoS и NLoS, соответственно, для случая устранения общей фазовой ошибки, CPE (Common Phase Error), на каждом символе CP-OFDM, передающем данные, с использованием опорных сигналов PTRS. Показаны зависимости блоковой ошибки BLER (Block Error Rate) канала PDSCH от отношения SINR (Signal to Interference plus Noise Ratio) сигнал-шум плюс помеха (ОСШП). При этом, для модуляции каждой поднесущей частоты сигнала CP-OFDM использовалась квадратурная амплитудная модуляция 64-КАМ. На приёмной стороне применялся практический алгоритм оценивания частотной характеристики канала связи с использованием опорных сигналов DMRS. Видно, что для канала прямой видимости LoS (рис. 4) использование частотного интервала между поднесущими $\Delta f = 480, 960, 1920$ кГц позволяет достичь приемлемого уровня блоковой ошибки BLER=10%. В то же время, для канала без прямой видимости NLoS уровень BLER=10% остаётся недостижимым (рис. 5).

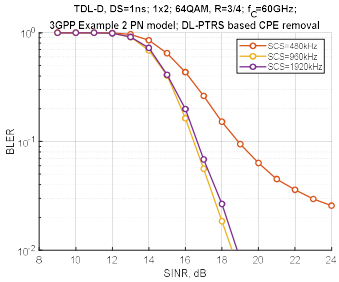


Рис. 6

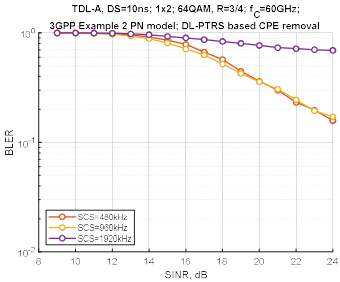


Рис. 7

Столь существенная разница в результатах для частотно-селективного (NLoS) и частотно-плоского (LoS) каналов связи была обусловлена двумя факторами: наличием ортогональных кодов на ресурсных элементах опорных сигналов DMRS и разницей фаз между двумя символами CP-OFDM, несущими опорные сигналы DMRS (рис. 1), возникающей из-за наличия фазовых шумов. Ортогональные коды используются для мультиплексирования нескольких опорных сигналов DMRS, которые предназначены для различных пространственных потоков данных, но передаются на одних и тех же ресурсных элементах. После отказа от использования ортогональных кодов на ресурсных элементах DMRS, а также после устранения дополнительного фазового набега между символами CP-OFDM, содержащими опорные сигналы DMRS, перед процедурой оценивания канала удалось добиться нужной помехоустойчивости как для канала LoS (рис. 8), так и для канала NLoS (рис. 9).

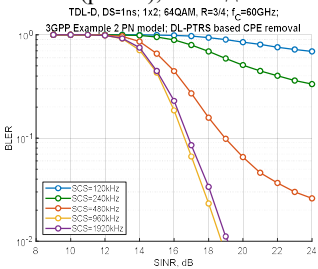


Рис. 8

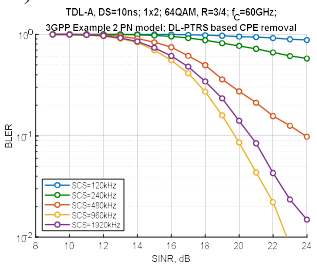


Рис. 9

На основе полученных результатов можно рекомендовать использовать сигналы CP-OFDM системы связи 5G NR в диапазоне 52.6—71 ГГц с дополнительным интервалом между ортогональными поднесущими частотами, как минимум, 960 кГц.

[1] https://www.3gpp.org
[2] 3GPP TS 38.104. V 15.9.0. 2020.
[3] 3GPP TR 38.803. V 14.2.0. 2017.
[4] 3GPP TR 38.901. V 16.1.0. 2020.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛА ДЛЯ МНОГОЭЛЕМЕНТНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК ПУТЕМ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Проблема обнаружения и оценки угла прихода сигнала с использованием многоэлементных антенных решеток является важной для большого числа прикладных задач, например, для создания высокоточных радаров, сонаров, систем позиционирования, а также современных систем связи.

Распространенный подход к решению задачи обнаружения предполагает использование Generalized Likelihood Ratio Test (GLRT) метода [1], в котором используется оценка волнового фронта (ВФ) сигнала. В этом случае эффективность обнаружения зависит от точности оценки ВФ.

В данной работе были рассмотрены характеристики обнаружения сигнала для линейной эквидистантной антенной решетки в условиях однолучевого канала распространения сигнала с использованием различных методов оценки ВФ, включая случаи отсутствия априорных данных о ВФ, априорного знания формы ВФ и известного ВФ. Для оценки характеристик использовался метод компьютерного моделирования.

GLRT метод обнаружения сигнала

Рассмотрим классическую проблему обнаружения сигнала на фоне шума с помощью антенной решетки с M элементами. В рамках теории проверки статистических гипотез эта задача формулируется следующим образом:

$$\begin{gathered} H_0 : x[n] = \xi[n], \\ H_1 : x[n] = s[n] + \xi[n], \\ n = 1, \dots, N, \end{gathered} \tag{1}$$

где H_0 и H_1 это гипотезы отсутствия и присутствия сигнала на антенной решетке соответственно, $x[n] = (x_1[n] \quad \cdots \quad x_M[n])^{\mathrm{T}}$ – вектор наблюдаемого сигнала размерности M, $s[n]$ –вектор сигнала на антенных элементах антенной решетки, $\xi[n]$ –вектор аддитивного белового Гауссовского шума приемника с нулевой корреляцией на антенных элементах и известной мощностью, N – число временных отсчетов.

В данной работе рассматривается случай узкополосного сигнала, то есть задержки распространения сигнала для всех антенных элементов много меньше длительности символа. Таким образом сигнал на антенной решетке можно представить следующим образом: $s[n] = A[n] \cdot s$, где $A[n]$ – случайный комплексный сигнал с Гауссовским распределением, нулевым средним и неизвестной мощностью $v = \langle A^2[n] \rangle$, s – неизвестный вектор ВФ.

Для рассмотренного случая гипотеза H_1 является сложной, так как зависит от вектора ВФ и мощности сигнала. Таким образом, для решения проблемы обнаружения используется GLRT-метод [1]. Этот метод обнаружения сигнала предполагает, что

максимально правдоподобные (МП) оценки неизвестных параметров сигнала и шума подставляются в формулу отношения правдоподобия для вычисления решающей статистики:

$$\Lambda(x[1],\dots,x[N]) = \frac{\max\limits_{s,v} W(x[1],\dots,x[n]/H_1,\hat{s},\hat{v})}{W(x[1],\dots,x[n]/H_0)}, \quad (2)$$

где $\hat{s}$ и $\hat{v}$ – МП оценки вектора ВФ и мощности сигнала соответственно. Решающая статистика сравнивается с порогом для принятия решения о присутствии или отсутствии сигнала.

В данной работе предполагается что источник сигнала находится в дальней зоне, таким образом МП оценка ВФ может быть найдена путем перебора пробных векторов $\tilde{s}$ в соответствии со следующим критерием:

$$\hat{s} = \arg\max_{\tilde{s}} \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\left|\tilde{s}^{\dagger}x[n]\right|^2. \quad (3)$$

Для линейной эквидистантной антенны пробный вектор представлен формулой (4):

$$\tilde{s} = \tilde{s}(\theta_1,\Delta\theta) = (e^{j\theta_1} \quad \dots \quad e^{j\theta_1+(M-1)\Delta\theta})^T. \quad (4)$$

Для данного случая GLRT обнаружения решающая статистика имеет следующий вид:

$$\Lambda(x) = P(x) = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N}\left|\tilde{s}^{\dagger}x[n]\right|^2, \quad (5)$$

где $P(x)$ имеет физический смысл оценки мощности сигнала.

В данной работе рассматриваются различные случаи априорных данных: известный ВФ, известная форма ВФ и отсутствие априорных данных. В случае отсутствия априорных данных МП оценка ВФ соответствует собственному вектору с максимальным собственным значением матрицы корреляции сигнала R (6).

$$R = \sum_{n=1}^{N} x[n]x^{\dagger}[n] \quad (6)$$

Для случая известной формы ВФ использовались два алгоритма оценки ВФ: итеративный алгоритм и трёх-шаговый алгоритм, описанные в [2]. Для случая априорного знания ВФ, вектор ВФ использовался для вычисления решающей статистики (5).

Результаты компьютерного моделирования

Для того, чтобы выяснить эффективность используемых методов оценки ВФ с известной формой были получены значения среднеквадратичного отклонения оценки синуса угла прихода сигнала для различных значений отношения сигнал-шум (ОСШ). ОСШ соответствует отношению мощности сигнала к мощности шума на одном антенном элементе для одного временного отсчета. Результаты компьютерного моделирования для эквидистантной линейной антенной решетке с $M = 16$ представлены для итеративного и трёх-шагового метода оценки ВФ на рис. 3, также для сравнения представлена граница Крамера-Рао (ГКР).

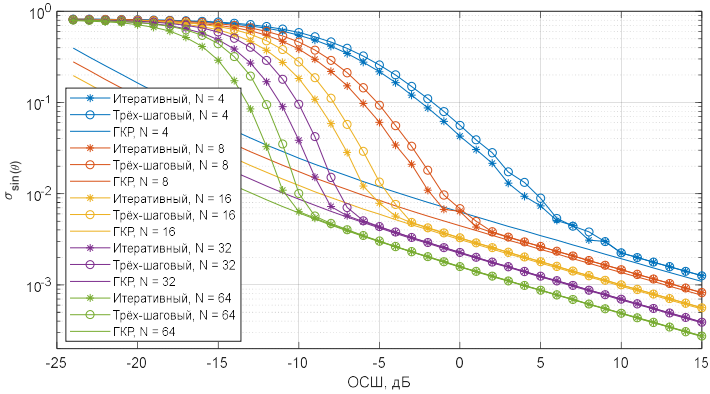


Рис. 1

Как можно видеть из результатов компьютерного моделирования, представленных выше, в низкой области ОСШ итеративный метод на 20-50 % эффективнее трёхшагового метода. Оба рассмотренных метода оценки угла прихода сигнала стремятся к ГКР при возрастании числа временных отсчетов N в области высоких ОСШ. Из результатов компьютерного моделирования также можно видеть, что при увеличении ОСШ отступ от ГКР не уменьшается при ОСШ больше 10 дБ, существование этого эффекта было выведено аналитическим методом [3].

Еще одним показателем эффективности метода оценки ВФ является значение параметра L (7), характеризующие среднюю относительную потерю мощности сигнала при использовании неидеальной оценки ВФ по сравнению с использованием истинного ВФ для определения решающей статистики (5).

$$L = \left\langle \left| |\tilde{s}^{\dagger}| \cdot |s| - \tilde{s}^{\dagger} \cdot s \right| \right\rangle. \qquad (7)$$

На рис. 2 представлены результаты компьютерного моделирования для M = 16, N = 32, можно видеть, что значение средней потери мощности сигнала L для итеративного и трёх-шагового алгоритмов близка к -30 дБ при ОСШ 0 дБ, что свидетельствует о их высокой точности.

Для сравнения эффективности обнаружения с помощью GLRT метода для различных случаев, включая случаи известного ВФ, отсутствия априорных данных о ВФ, известной формы ВФ Для случая известной формы ВФ было рассмотрено два метода оценки волнового фронта: итеративный метод и трех-шаговый метод. Значения вероятности пропуска цели для различных значений ОСШ представлены на рис. 3 для M = 16 и N = 32. Стоит отметить, что пороги обнаружения для кривых, отмеченных кружками, были получены в соответствии с критерием Неймана-Пирсона для вероятности ложной тревоги 0.01.

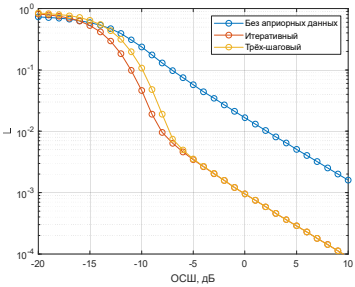


Рис. 2

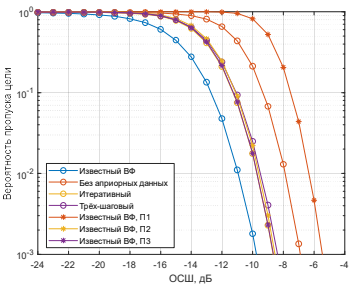


Рис. 3

Из результатов, представленных на рис. 3 можно видеть, что, не смотря на высокую точность используемых методов оценки ВФ для случая ВФ известной формы, использование известного ВФ приводит к существенному повышению эффективности. Это может быть объяснено подстройкой ВФ по отсчетам шума при отсутствии сигнала, что ведет к большему значение порога. Для подтверждения этого предположения были получены вероятности пропуска цели для случая известного ВФ со следующими значениями порога: П1 – порог, использующийся для случая без априорных данных о ВФ, П2 – порог, использующийся для обнаружения с итеративного методом оценки ВФ, П3 – порог использующийся для обнаружения с трёх-шаговым методом оценки ВФ. Соответствующие кривые отмечены звездочками на рис. 3. Можно видеть, значения вероятности ложной тревоги для случая известного ВФ и для случая ВФ известной формы имеют близкие значения при одинаковых значениях порога.

Выводы

В данной работе были исследованы характеристики детектирования с помощью GLRT метода, были рассмотрены различными методы оценки ВФ. С помощью компьютерного моделирования была показана высокая точность используемых методов оценки ВФ Также, с помощью компьютерного моделирования были получены значения вероятности пропуска цели. Было показано что эффективность обнаружения при использовании высокоточной оценки волнового фронта ограничена сравнительно высокой способностью к накоплению шума при отсутствии сигнала.

[1] Harry L. Van Trees. Detection, estimation and modulation theory. P. 1. John Wiley&Sons. 2001.
[2] O.V. Bolkhovskaya. Investigation of Theoretical limits for Unconditional AoA Estimations in multi-element antenna arrays by simulations // 2020 IEEE International Conference on Industrial Technology (ICIT), s Buenos Aires, Argentina. 2020. P. 6.
[3] A. Renaux. Unconditional Maximum Likelihood Performance at Finite Number of Samples and High Signal-to-Noise Ratio // IEEE Transactions on Signal Processing, Vol.: 55, Issue: 5. May 2007. P. 2358-2364.

МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ ПОКРЫТИЯ ДЛЯ ВОСХОДЯЩЕГО КАНАЛА ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ В СИСТЕМАХ БЕСПРОВОДНОЙ МОБИЛЬНОЙ СВЯЗИ ПЯТОГО ПОКОЛЕНИЯ

Г.А. Ермолаев, А.В. Давыдов, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время ведется разработка третьего релиза стандарта New Radio для систем беспроводной мобильной сотовой связи пятого поколения 5G. Одной из задач, рассматриваемых во время текущей разработки, является улучшение покрытия. Данное направление разработки важно для систем мобильной связи пятого поколения для дальнейшего расширения покрытия за пределы центров крупных городов, т.е. для развертывания сетей нового поколения в менее густонаселенных районах, а также в парках, пригороде, частном секторе и т.д. По причине широкого спектра проблемных сценариев использования систем сотовой связи пятого поколения, требовалось их обширное изучение и выявление наихудшего сценария, а также изучение и улучшение методов улучшения покрытия.

В данной работе рассматриваются результаты поиска наихудшего сценария использования систем 5G. Также в данной работе представлено сравнение методов улучшения покрытия, которые рассматриваются для внедрения в следующем релизе стандарта New Radio.

Сценарии и физические каналы 5G

Стандарт систем мобильной связи пятого поколения New Radio разрабатывался для двух диапазонов частот: Frequency region 1 (FR1, Частотный диапазон 1) и Frequency region 2 (FR2, Частотный диапазон 1), расположенных на частотах 0.6–4.7ГГц и 28–29ГГц соответственно. Все сценарии использования систем 5G можно поделить на две группы по использованию в данных диапазонах:

1. Сценарии в FR1:
    a. Rural (сельская местность), используемая частота 700МГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 30км.
    b. Rural (сельская местность), используемая частота 2ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 1700м.
    c. Rural (сельская местность), используемая частота 4ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 500м.
    d. Urban (город), используемая частота 4ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 500м.
2. Сценарии в FR2:
    a. Indoor (внутри здания), используемая частота 28ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 50м.
    b. Urban (город), используемая частота 28ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 200м.

c. Suburban (пригород, парки, городской район с низкими постройками), используемая частота 28ГГц, расстояние между базовыми станциями (Inter-site distance, ISD) порядка 500м.

Также, сохранив обычая от предыдущих стандартов систем связи, все передачи в 5G осуществляются по специальным физическим каналам. Определенный канал отвечает за передачу информации конкретного типа, в установленном направлении: от базовой станции к пользователю или наоборот, на частотно-временных ресурсах определенной структуры и по определенному алгоритму. Их классификацию также можно представить в следующем виде:

1. Нисходящие каналы связи (Downlink)
   a) PDSCH – нисходящий канал передачи данных.
   b) PDCCH – нисходящий канал передачи контрольной информации, управляющей передачами данных.
   c) PBCH – нисходящий канал передачи контрольной информации о базовой станции.
   d) SSB – нисходящий канал передачи контрольной информации для осуществления синхронизации по частоте и времени между пользователем и базовой станцией.
2. Восходящие каналы связи (Uplink)
   a) PUSCH – восходящий канал передачи данных.
   b) PUCCH – восходящий канал передачи контрольной информации, управляющей передачами данных.
   c) PRACH – восходящий канал передачи определенной контрольной информации, использующийся при осуществлении начальной инициализации связи между пользователем и базовой станцией.

Как видно из представленной выше классификации основных физических каналов связи в 5G, их также можно поделить на каналы передачи данных и каналы передачи контрольной информации определенного типа. Так как контрольная информация имеет заранее определенные малые размеры, для её передачи важно не среднее количество переданных бит за единицу времени (скорость передачи), а надёжность такой передачи. По этой причине, каналы передачи данных априори имеют худшее покрытие. Более того, нисходящие каналы связи априори имеют меньше проблем с покрытием, так как на базовой станции используется заведомо большее количество передающих антенн и большая суммарная мощность передачи, чем на пользователе. Таким образом, можно увидеть, что PUSCH (восходящий канал передачи данных) является узким местом работы всей системы мобильной связи и в первую очередь нуждается в улучшении покрытия.

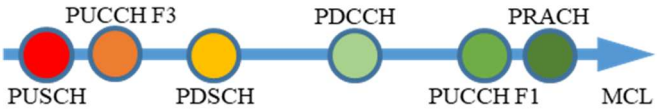


Рис. 1

На рис. 1 показано качественное сравнение покрытия основных физических каналов связи в 5G. Параметром выступает MCL, максимальные потери мощности на линии связи между пользователем и базовой станцией. Самым важным значением является разрыв в 10дБ между фактическим и допустимым MCL для PUSCH канала в наихудшем сценарии использовании, т.е. в Rural сценарии с расстоянием между базовыми станциями 30км.

Методы улучшения покрытия

Методы улучшения покрытия для восходящих каналов связи также можно поделить на группы в зависимости от области, в которой производятся изменения:

1. Во времени – Repetition, Повторение передачи.
2. По частоте – Frequency hopping, Переключение частоты.
    a) Intra-slot (внутри передачи).
    b) Inter-slot (между передачами).
3. На приёмнике – Cross-slot channel estimation, совместная оценка канала по нескольким передачам (слотам).
    a) Fixed - window (с фиксированным окном).
    b) Sliding - window (со скользящим окном).

На рис. 2 показано сравнение вероятности блоковой ошибки для PUSCH канала связи, в городском сценарии использования в частотном диапазоне 2, при использовании TDL-A модели канала с задержкой распространения 10нс, одной передающей антенны на пользователе и двух приёмных антенн на базовой станции. Из данного сравнения видно, что для достижения выигрыша в 10дБ, сохранив вероятность блоковой ошибки на уровне 10%, необходимо шестнадцать передач.

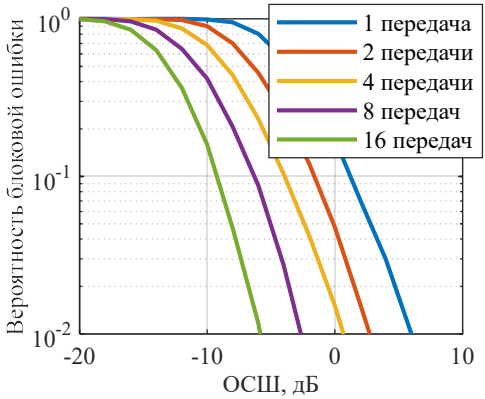


Рис. 2

На рис. 3 схематично показано, как используются различные типы переключения используемой для передачи частоты (frequency hopping) внутри одной передачи и между передачами с двумя значениями частоты.

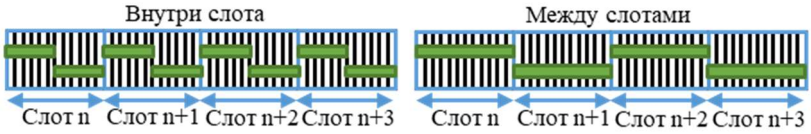


Рис. 3

На рис. 4 показано сравнение вероятности блоковой ошибки для PUSCH канала связи с параметрами, идентичными рис. 2., для передач без переключения частоты и с обоими видами переключения частоты с двумя значениями частоты как на примере из рис. 3. Из сравнения видно, что при увеличении количества передач переключение частоты внутри слота (передачи) даёт меньший выигрыш, чем переключение между слотами. Таким образом, с точки зрения улучшения покрытия, лучшим вариантом является переключение частоты между передачами.

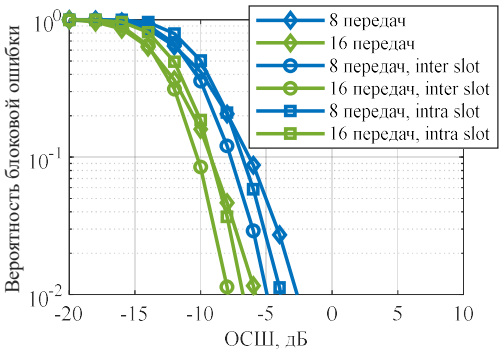


Рис. 4

Результаты сравнения вероятности блоковой ошибки в PUSCH канале связи для последнего метода улучшения покрытия представлены на рис. 5. Как видно из данного сравнения, совместная оценка канала (СОК) также позволяет добиться заметного выигрыша в необходимом ОСШ для достижения вероятности блоковой ошибки равной 10%.

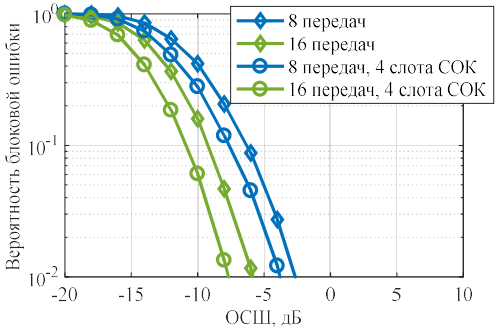


Рис. 5

Таким образом, можно сделать вывод, что рассмотренные методы улучшения покрытия позволяют добиться значительного выигрыша при использовании с максимальным возможным количеством повторений передачи. С другой стороны, для достижения вероятности блоковой ошибки 10% при определенном ОСШ, объединяя два метода: переключение частоты между передачами и совместную оценку канала для нескольких передач, вдвое уменьшается необходимое количество повторений передачи.

[1] 3rd Generation Partnership Project, “Study on provision of low-cost Machine-Type Communications (MTC) User Equipments (UEs) based on LTE”// Technical Specification Group Radio Access Network. 2013. P. 1 – 55.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 21 мая 2020 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

О ВЛИЯНИИ ОТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВ ДОННЫХ ПОРОД НА ДИСТАНЦИОННУЮ АКУСТИЧЕСКУЮ ДИАГНОСТИКУ РАСПОЛОЖЕННЫХ НА ДНЕ ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе исследуется обратное рассеяние акустических волн на дискретных случайных неоднородностях, расположенных на плоском слабо отражающем дне. Показано, как изменение характеристик подстилающих неоднородности осадочных пород (плотности, скорости звука, коэффициента затухания) влияет на статистические характеристики обратного рассеяния.

Сначала рассмотрим задачу дистанционного акустического зондирования случайных дискретных неоднородностей, хаотически расположенных на плоском звукопрозрачном дне. Несложно получить монотонно нарастающую зависимость средней интенсивности рассеянного в обратном направлении поля, рассчитанного в приближении однократного рассеяния, от концентрации рассеивателей. Однако результаты физического моделирования не подтвердили монотонный рост средней интенсивности рассеянного сигнала с увеличением средней концентрации дискретных неоднородностей. Чтобы понять возможные причины возникновения несоответствия экспериментальных данных предложенной теории, следует обратиться к модели обратного рассеяния с учетом сигнала, отраженного от поверхности «чистого» дна.

Прежде чем перейти к моделированию обратного рассеяния от незвукопрозрачного дна, были проведены расчеты коэффициента отражения от плоскости дна, не содержащего дискретные вкрапления, построены зависимости модуля (|V|) и фазы (φ_V) коэффициента отражения от коэффициента затухания акустических волн в подложке (η) при различных значениях скорости звука (c) и плотности (ρ) подложки.

Результаты моделирования представлены на рис. 1 и 2 для модуля и фазы коэффициента отражения соответственно: синие кривые - $z=1{,}83*10^6$ кг/м^2; красные кривые - $z=1{,}92*10^6$ кг/м^2; желтые кривые - $z=4*10^6$ кг/м^2, где $z=\rho c$ – акустический импеданс подложки.

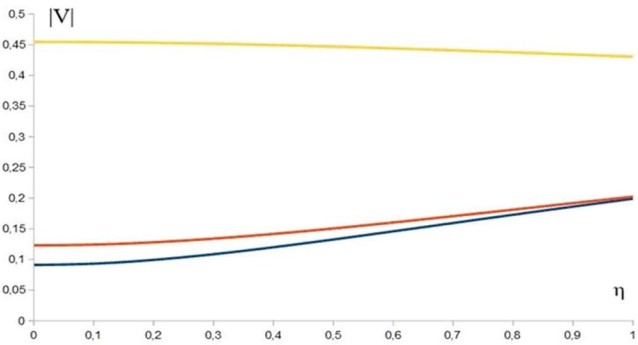


Рис. 1

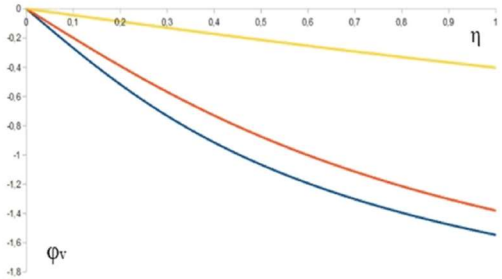


Рис. 2

При расчете средней интенсивности обратного рассеяния от дискретных случайных неоднородностей с учетом отражения от дна следует полагать, что принятый сигнал складывается из суммы сигналов, отраженного от дна и рассеянного неоднородностями. Следовательно, в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния, кроме суммы интенсивностей сигналов, рассеянного неоднородностями и отраженного от незанятого рассеивателями дна, возникает дополнительное слагаемое, описывающее интерференцию их когерентных компонент. Интерференция может приводить как к увеличению, так и к уменьшению интенсивности по сравнению со случаем, когда отражение от подложки не учитывалось. На рис. 3 показаны зависимости нормированной интенсивности от относительной площади дна, занятого рассеивателями, при различных коэффициентах затухания в подложке (синяя кривая - η=0.1; красная кривая - η =1; жёлтая кривая - η =2.2;. акустический импеданс подложки - $z=1{,}92*10^6$ кг/м^2).

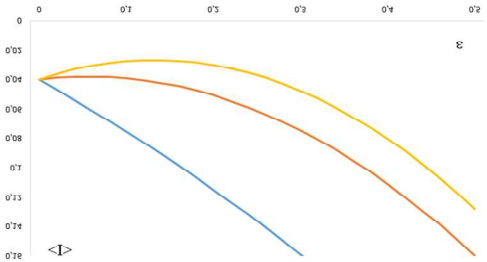


Рис. 3

Результаты численного моделирования показывают, что учет сигнала, отраженного от дна, приводит к относительно большим изменениям средней интенсивности суммарного поля.

ИЗМЕРЕНИЯ ВЯЗКИХ И УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФАНТОМОВ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ.

А.В. Иванова[1)], А.Е. Спивак[1)], А.А. Лисин[1)], И.Ю. Демин[1)], П.И. Рыхтик[2)], Д.В. Сафонов[3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

[2)] Приволжский окружной медицинский центр

[3)] Приволжский исследовательский медицинский университет

Упругие свойства мягких биологических тканей живых организмов являются фундаментальными. Изучение этих свойств представляет несомненный клинический интерес, в связи с чем, актуальна разработка методов, позволяющих проводить их оценку. Важными диагностическими параметрами в медицине, связанными с ранним обнаружением различных новообразований, являются модули Юнга и сдвига в мягких биологических тканях. Это связано с тем, что изменения упругих характеристик биологических тканей могут достигать нескольких порядков и, соответственно, обладают диагностической информативностью. Также большое значение приобретает правильное измерение и оценка коэффициента вязкости биологических тканей, особенно при медицинской диагностике заболеваний печени.

В работе [1] была предложена методика измерения коэффициента вязкости по затуханию колебаний камертона

$$\eta = \frac{K_{\text{эфф}}}{\rho}(\gamma - \gamma_0),^2$$

где $K_{эфф}$ – коэффициент пропорциональности (определяется при калибровке камертона), ρ-плотность жидкости, $(\gamma - \gamma_0)$ – разность декрементов затухания колебаний камертона с каплей и без неё.

Метод камертона не требует погружения колеблющегося тела в исследуемую жидкость: капли вещества наносятся на поверхность камертона. Это позволяет уменьшить объем пробы до 1 мл и менее. Кроме того, описываемая лабораторная модель вискозиметра позволяет проводить измерения в режиме реального времени. Основной частью экспериментальной установки (см. рис. 1) является высокодобротный лабораторный камертон (собственная частота f=400 Гц), представляющий собой П-образную металлическую рамку. На поверхность камертона (на его «ножки») наносятся капли исследуемой жидкости. Колебания камертона возбуждаются молоточком и регистрируются с помощью микрофона Brüel & Kjær 4189, подключённого к осциллографу TEKTRONIX DPO 4034.Данные, записанные на осциллограф, обрабатываются на компьютере в программной среде MATLAB. После этого вычисляется декремент затухания и искомый коэффициент вязкости.

При разработке новых методов медицинской диагностики мягких тканей принципиальное значение имеет правильный выбор материалов, имитирующих определенные свойства тканей: важно, чтобы фантом обладал упругими и вязкими свойствами аналогичными мягким тканям. В работе исследовались сметановидные фантомы, которые были изготовлены из сметано-молочной продукции. (молоко, кефир, зерненный творог, сметана)



Рис. 1

Измеренный с помощью камертона декремент затухания сметановидных фантомов был пересчитан в коэффициент динамической вязкости молочных продуктов. Основная погрешность измерений была связана со сложностью получить одинаковые размеры капель. Было получено, что коэффициент вязкости молока схож с коэффициентом вязкости воды, а также с табличными значениями. Коэффициенты вязкости кефира, сметаны и творога близки к данным, полученными другими методами измерения. Результаты измерений представлены в таблице.

Табл.

Исследуемый образец	Модуль Юнга (кПа)	Коэффициент вязкости (Па*с)
вода	–	0,00101
молоко	–	0,02790
кефир	5,2	0,88680
сметана	3,5	4,95240
творог	15,9	3,88439

В докладе также представлены результаты по измерению коэффициента вязкости биологических тканей, гнойного содержания (киста). Актуальность этого исследования обусловлена тем, что киста представляет собой патологическую полость в тканях или органах, имеющая стенку и содержимое, как правило гной и биологическая жидкость. Поэтому в общем случае сдвиговые характеристики (модуль Юнга и модуль сдвига) либо не определяются, либо малы.

Было проведено измерение упругих характеристик (модуль Юнга) сметановидных фантомов и образцов, содержащих гной (см рис. 2). Измерения проводились с помощью УЗ-томографа экспертного класса Supersonic Aixplorer в Приволжском окружном медицинском центре (ПОМЦ) с использованием технологии Supersonic Shear Imaging (SSI).

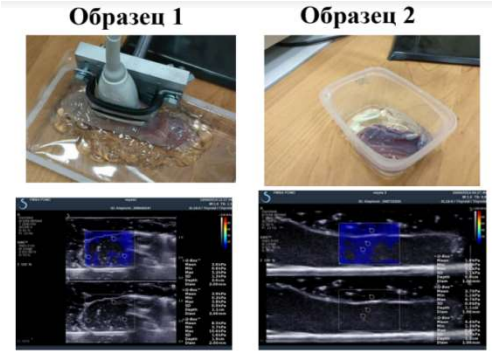


Рис. 2

Данные измерения были сопоставимы с измерениями, проведенными в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского с использованием акустической системы Verasonics, на которой реализован метод эластографии сдвиговой волны SSI [2]. На диаграмме (см. рис. 3) показаны значения, измеренных модуля Юнга и коэффициента вязкости образцов 1 и 2

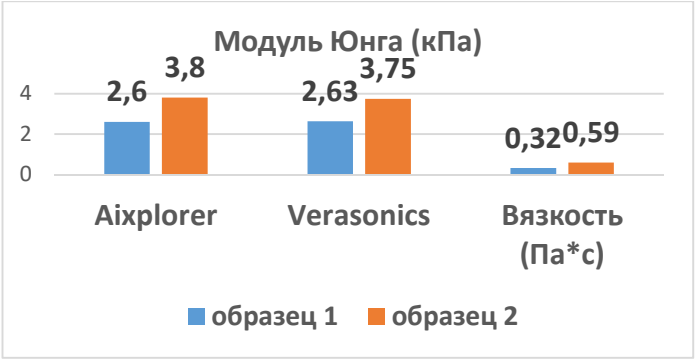


Рис. 3

Из приведенных результатов видно, что коэффициент вязкости наряду с упругими характеристиками мягких биологических тканей даст дополнительную диагностическую информацию при исследовании мягких биологических тканей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект 18-42-520056.

[1] Жданов А.Г., Пятаков А.П. // Физическое образование в вузах. 2002. № 4. С. 117.

[2] Демин И.Ю., Спивак А.Е., Лисин А.А. // Проектирование и технология электронных средств. № 1. 2019. С. 50.

РАЗРАБОТКА ПОСЛОЙНОГО АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ДОННЫХ СЛОЕВ С ПОМОЩЬЮ КОГЕРЕНТНЫХ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ МЕТОДАМИ СТОХАСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В.И. Калинина[1, 2], А.И. Хилько[1, 2], И.П. Смирнов[2], А.И. Малеханов[1, 2]

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

Алгоритм послойной реконструкции геофизических параметров осадочных слоев дна мелкого моря основан на корреляционной обработке отраженных от донных слоев когерентных сейсмоакустических сигналов. С помощью разрабатываемого алгоритма оцениваются значения толщин донных слоев, а также плотностей и скоростей продольных и поперечных волн в донных слоях [1]. При этом поиск значений параметров донных слоев происходит последовательно и послойно, а локально найденные экстремумы, соответствующие параметрам предыдущего слоя, принимаются в качестве искомых оценок и учитываются при поиске параметров последующего слоя с последующим итерационным возвратом к их оценкам. Для решения обратной задачи оценки параметров используются априорные данные в виде моделей формирования сигналов и помех при отражении сейсмоакустических сигналов от слоистого морского дна [2]. Оценки параметров донных слоев находятся максимизацией выходной мощности обобщенного процессора AMUSIC [3].

Для описания работы используемого в алгоритме процессора AMUSIC рассмотрим однородный волновод глубины H с помещенным в него точечным источником $(x_S, y_S = 0, z_S)$ и приемной линейной антенной из N_a гидрофонов, расположенных в точках $\mathbf{r}_g(k) = \{x_g(k), y_g(k) = 0, z_g(k)\}$, $x_g(k) = x_g(1) + (k-1)l_g \cos\alpha_g$, $z_g(k) = z_g(1) + (k-1)l_g \sin\alpha_g$, $k = 1, \ldots, N_a$. Здесь l_g — расстояние между отдельными гидрофонами, α_g — угол наклона антенны в плоскости xz (см. рис. 1). Скорость звука в заполняющий волновод воде c_0, плотность воды ρ_0, затухание в воде δ_0, скорость звука в воздухе и плотность воздуха — c_V и ρ_V соответственно. Объектом наблюдения является двухслойное дно, состоящее из жидкого слоя толщиной h_1, лежащего на жидком полупространстве, что соответствует осадочным слоям в реальных натурных условиях, а искомым является вектор шести параметров - толщины слоя, скорости звука в слое, плотности породы слоя, затухания в слое, скорости звука в полупространстве, плотности породы полупространства $\boldsymbol{\varphi} = \{h_1, c_1, \rho_1, \delta_1, c_2, \rho_2\}$.

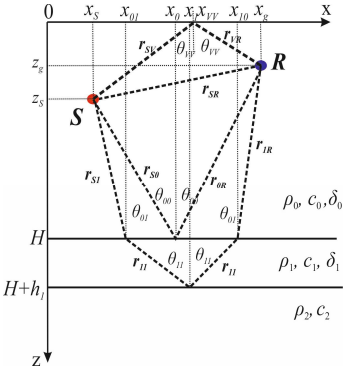


Рис. 1

Принимаемый сигнал рассчитывается как сумма импульсов, отраженных от всех границ донных слоев в присутствие нормального шума. Далее, согласно используемому в разрабатываемом алгоритме и модифицированному под него методу AMUSIC,

рассчитываются спектры принятого сигнала на каждом гидрофоне, спектральные амплитуды принятого сигнала на заданной частоте ω, корреляционные матрицы спектральных амплитуд принятого сигнала на заданной частоте ω, собственные вектора, соответствующие шумовому подпространству. Для оценки параметров донных слоев необходимо минимизировать значение пространственного спектра на выходе адаптивного процессора AMUSIC, который задается формулой:

$$W_{AMUSIC}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}) = \left[\boldsymbol{e}^{+}(\boldsymbol{\varphi}, \varepsilon)\widehat{\boldsymbol{\Pi}}_n \boldsymbol{e}(\boldsymbol{\varphi}, \varepsilon)\right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{e}$ – направляющий сигнальный вектор на гидрофонах $\mathbf{r}_R(k)$, $k = 1, \dots, N_a$ приемной антенны, $\widehat{\boldsymbol{\Pi}}_{\mathrm{n}} \equiv \widehat{\boldsymbol{\Psi}}_n \widehat{\boldsymbol{\Psi}}_n^{+}$ — проекционная матрица, а $\widehat{\boldsymbol{\Psi}}_n = \left[\hat{\psi}_{J+1}, \dots, \hat{\psi}_N\right]$ — матрица, сформированная из собственных векторов шумового подпространства, ε — управляемый параметр процессора.

Для реализации алгоритма оценки геоакустических параметров для общего случая, когда дно определено как набор из *N* слоев, фиксируем значения параметров всех донных слоев, начиная со второго, исходя из априорных данных о них, и решаем задачу восстановления параметров первого слоя. В качестве функционала невязки используем адаптивный процессор AMUSIC $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}}$, подбирая соответствующие значения параметра регуляризации ε (1). Далее, используя найденные значения параметров первого слоя и фиксируя (из априорных данных) параметры всех слоев, начиная с третьего, решаем задачу восстановления параметров второго слоя и т.д. При необходимости достижения заданной точности оценок процесс может становиться итерационным и этапы повторяем нужное число раз, используя в качестве информации апостериорную, полученную на предыдущих этапах.

Для лучшей локализации экстремума при расчете мощности процессора AMUSIC, можно использовать предлагаемые в работе обобщенные параметрические процессоры $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSI}\ _{1,2}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$: $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}f_1}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K) = \sum_{k=1}^{K} \mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$ и $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}f_2}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K) = \prod_{k=1}^{K} \mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$, представляющие собой соответственно сумму или произведение парциальных мощностей парциальных процессоров для различных частот зондирования.

Применим для задачи восстановления плотности и скорости в 1 слое обобщенный частотный процессор, то есть разобьем весь интервал излучения сигнала (рассматривается излучаемый сигнал с широкой полосой, например, ЛЧМ-сигнал) на K отрезков и рассчитаем значение процессора $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, \omega_k)$ на каждой частоте ω_k. На рис. 2 приведены примеры распределения обобщенных мощностей $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}f_1}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$ (левый столбец) и $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}f_2}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$ (правый столбец) для $K = 3{,}6{,}10$ (сверху вниз) (при каждом K частоты выбирались эквидистантно из отрезка $[100{,}1000]$ (Гц) ($f(1) = 100, \dots, f(K) = 1000$). Видно, что с ростом K обобщенная мощность все плотнее локализуется на кривой локализации; при этом у мощности $\mathrm{W}_{\mathrm{AMUSIC}f_2}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$ при росте K все максимумы исчезают за исключением главного (правый столбец рисунка 2). Значения параметров первого слоя, в которых находится экстремум на выходе обобщенного процессора, принимаются как значения параметров первого слоя (ρ_1, c_1).

После оценивания параметров первого слоя можно перейти ко второму этапу — оцениванию параметров второго слоя (ρ_2, c_2). При этом расчетная среда всегда будет отличаться от истинной вследствие неизбежных ошибок, допущенных на первом этапе.

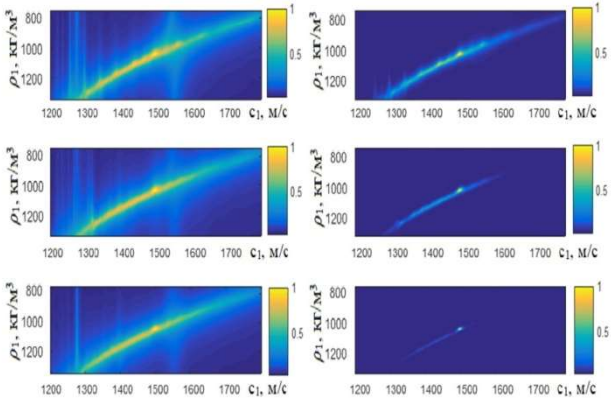


Рис. 2

Для локализации параметров второго слоя предлагается использовать кроме обобщенного процессора на разных частотах $W_{AMUSIC f_{1,2}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$ еще, например, обобщенный адаптивный процессор $W_{AMUSIC r_{1,2}}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, K)$, который строится на одной частоте, но на разных удалениях приемной системы от излучателя. На рис. 3 приведены примеры распределения выходной мощностей обобщенных процессоров AMUSIC $W_{AMUSI\ \ _1}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, 5)$ (рис. 3, а) и $W_{AMUSIC r_2}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, 5)$ (рис. 3, б) в плоскости параметров (ρ_2, c_2) на частоте источника 500 Гц для пяти удалений до антенны из диапазона [100, 300] (м) и распределения выходных мощностей обобщенных процессоров AMUSIC $W_{AMUSIC f_1}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{5})$ (рис. 3, в) и $W_{AMUSIC f_2}(\varepsilon, \boldsymbol{\varphi}, \mathbf{5})$ (рис. 3, г) в плоскости параметров (ρ_2, c_2) на пяти частотах из диапазона [100, 1000] (Гц) при удалении до антенны на 100 м.

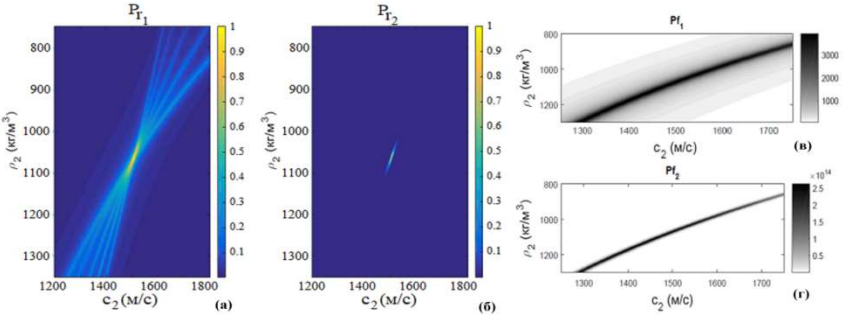


Рис. 3

Из приведенных на рис. 3 графиков следует, что в данной ситуации процессор W_{AMUSI} в отличие от процессора W_{AMUSI} не обеспечивает локализацию параметров (ρ_2, c_2), что связано с тем, что наклон кривой локализации в плоскости (ρ_2, c_2) не зависит от частоты сигнала, то есть для восстановления параметров дна *эффективно использование комбинаций различных обобщенных* процессоров.

В качестве примера использования итерационной составляющей алгоритма, приведем результаты сходимости оценок к истинным значениям при реконструкции параметров дна, состоящего из жидкого слоя, лежащего на жидком полупространстве. На рис. 4 показана сходимость оценок к истинным значениям при одинаковом отношении сигнал/шум при различных начальных приближениях (толстой черной линией указаны истинные значения параметров). Видно, что с увеличением числа итераций качество оценок монотонно растет и средние значения сходятся к истинным.

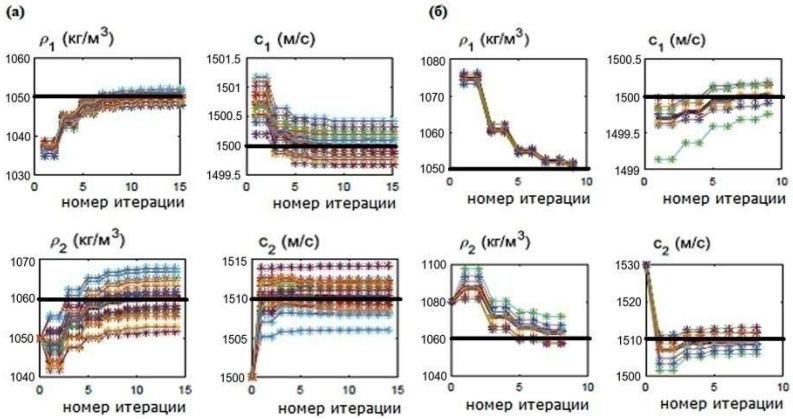


Рис. 4

Установлено, что использование взаимосвязи параметров донных слоев и комбинация предложенных в работе модификаций обобщенных процессоров AMUSIC позволяет сужать интервалы поиска решения в многомерном пространстве параметров слоистого дна при их послойной реконструкции.

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания (проект 0729-2020-0037).

[1] Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Таланов В.И., Хилько А.И. // Океанология. 2013. Т. 53, № 6. С. 843.
[2] Калинина В.И., Смирнов И.П., Хилько А.И. // Ученые записки Физического факультета Московского университета. 2017. № 5. С. 1750131.
[3] Сазонтов А.Г., Смирнов И.П., Матвеев А.Л. // Акустический журнал. 2015. Т. 61, № 1. С. 114.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО РЕКОНСТРУКЦИИ ПАРАМЕТРОВ ДОННЫХ СЛОЕВ В ЧЕРНОМ МОРЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ КОГЕРЕНТНЫХ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В ПРИСУТСТВИИ РЕВЕРБЕРАЦИОННЫХ ПОМЕХ И ШУМОВ СУДОХОДСТВА

В.И. Калинина[1, 2], А.И. Хилько[1, 2], А.И. Малеханов[1, 2]

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

Для экспериментальной апробации возможности реконструкции структуры морского дна при когерентном сейсмопрофилировании были проведены эксперименты в мелководном районе Черного моря с глубинами около 50 м. Комплект оборудования, закрепленный на борту НИС «Аквамарин», включал когерентный излучатель, работавший в частотном диапазоне 200-1000 Гц и 200–8000 Гц и буксировавшийся на глубине 20 м, длительность излучаемых ЛЧМ-импульсов импульсов составляла от 0.5 до 1 сек, период следования 1.5 сек. Измерения структуры сейсмоакустических сигналов осуществлялись с помощью сейсмокосы из 16 гидрофонов, расположенных с шагом 1.5 метра, буксируемой со скоростью 3 узла в горизонтальном положении на глубине 17.5 метров и расстоянии 5 метров от НИС. В условиях эксперимента входное отношение сигнал/шум (в зависимости от мощности излучения от 50 до 100 Вт) составляло -5 – 0 дБ.

Буксировка акустического излучателя и сейсмокосы осуществлялась в несколько галсов с изменением режимов излучения протяженностью около 1 км. При проведении испытаний дул ветер со скоростью порядка 3 м/с. На поверхности моря, наблюдалось волнение 2-3 балла. Судно двигалось по прямолинейной траектории (профилю) с рабочей скоростью порядка 3 узлов. Сейсмокоса буксировалась заглубленной, для этого, на оголовье косы был прицеплен заглубитель (70 кг). Заглубление косы составляло величину порядка 15 м. За счет движения НИС «Аквамарин» сейсмокоса растягивалась. При буксировке конец сейсмокосы всплывал ближе к поверхности и колебался по глубине, коса меняла свою форму. За счет нестабильности движения НИС "Аквамарин" на малых скоростях, влияния ветрового волнения, а также из-за регулировки курса НИС при компенсации сноса, возникающего за счет влияния ветра и течения, акустический излучатель и сейсмокоса колебались как по глубине, так и по курсу. «Хвост» сейсмокосы отклонялся по курсу вправо на величину до 5-6 метров, что подтверждает анализ полученных данных (см. рис. 1), а также испытывал колебания по курсу и глубине во время буксировки. В результате обработки экспериментальных данных расчитана структура приходов импульсов водной волны при несимметричном расположении решетки относительно излучателя, с учетом всплытия хвостовой части косы на 3-4 метра (см. рис. 1), и восстановленная по результатам анализа измерений геометрия положений решетки и излучателя (см. рис. 2). Видно, что волновые размеры пространственных задержек взаимного расположения гидрофонов решетки и излучателя достигают 1-2 длин волн и варьируются по мере буксирования по профилю. Можно сделать вывод, что для эффективного когерентного сложения (накопления) полезных сигналов необходимо учитывать пространственные вариации, то есть, компенсировать фозовые набеги сигналов различных импульсов на различных гидрофонах.

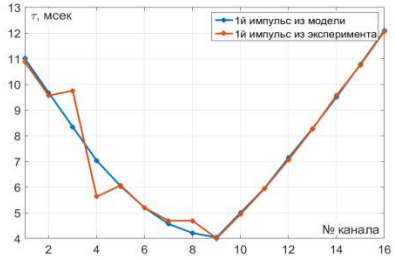


Рис. 1

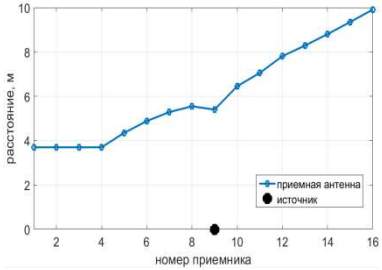


Рис. 2

Как следует из восстановленной геометрии расположения элементов в схеме измерений, излучатель располагался вблизи 8-го или 9-го гидрофонов решетки. В результате такого расположения импульсный фронт на раскрыве решетки имеет параболическую форму (см. рис. 3). Из полученных данных видно, что кривизна фронта (кривая времен прихода импульсов) достигает 5-8 мсек.

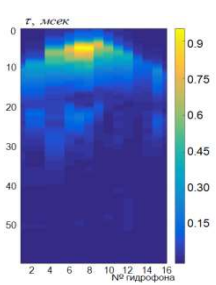


Рис. 3

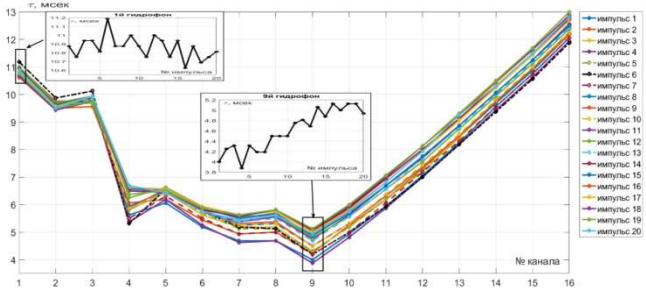


Рис. 4

На рис. 4 показана структура времен прихода водного сигнала на раскрыве приемной решетки для двадцати импульсов по трассе, из которой видно, что по мере буксировки задержки увеличиваются на 1-2 мсек, что соответствует увеличению расстояния между источником и решеткой гидрофонов в целом. Отметим также, что вариации такого расстояния для первого гидрофона примерно в два раза меньше, чем вариации, наблюдаемые для самого близкого (девятого) гидрофона. На левой врезке на рис. 4 показаны вариации первого гидрофона для двадцати импульсов, из которой видно, что гидрофон периодически колеблется по глубине на 0.5 м (1/3 длины волны), с периодом порядка 4 сек. На врезке по центру на рис. 4 показаны квазипериодические колебания девятого гидрофона, из которых видно, что их амплитуда и квазипериод остаются теми же, но появляется плавное увеличение дистанции между гидрофоном и излучателем на 2-3 м (1-2 длины волны). Указанные явления могут быть объяснены, во-первых, колебаниями сейсмоакустической косы, которые малы у первого гидрофона, поскольку он более крепко соединен с заглубителем, во-вторых, можно полагать, что свободный конец сейсмокосы по мере буксировки всплывает на 2-3 метра за время буксировки. Возможна и другая интерпретация наблюдаемых

зависимостей: сейсмокоса может по мере буксировки отклоняться к курсу, в частности, вправо по движению НИС-буксировщика, при этом, поскольку первый гидрофон более стабилизирован по положению заглубителем, отклонение по курсу нарастает с ростом номера гидрофона.

На рис. 5 показаны наблюдаемые при измерениях вариации приходов импульсов во время буксировки: (а) – гидрофон №1, (б) – гидрофон №9. Анализ таких распределений показывает, что водные компоненты (прямой сигнал), характеризуются относительной стабильностью. Монотонное ослабление амплитуд откликов с ростом номеров импульсов связано с увеличением расстоянием между излучателем и гидрофоном, которое меньше для первого, закрепленного заглубителем, гидрофона, и больше для девятого, и еще больше для шестнадцатого, гидрофонов. Как видно из измерений, вариации прихода импульсов, связанных с волной, отраженной от свободной поверхности воды, имеют большую величину, это обусловлено вариациями глубины излучателя и приемной решетки.

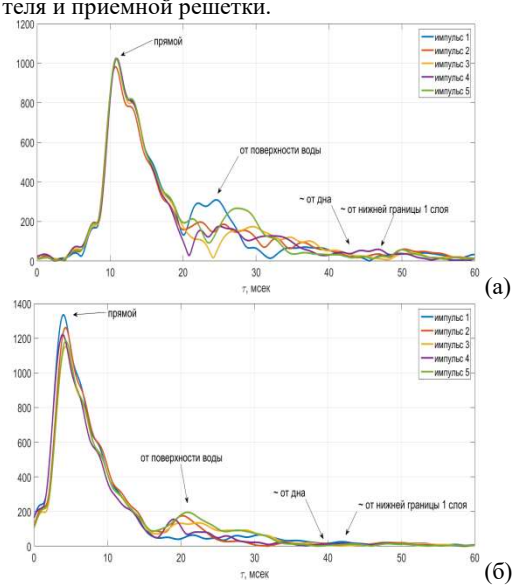


Рис. 5

Для накопления полезных сигналов необходимо когерентно сложить сигналы на гидрофонах, что можно сделать лишь устранив паразитные задержки времен прихода импульсов, связанных с неконтролируемыми колебаниями элементов системы профилирования при буксировке. При такой обработке возможно увеличение отношения сигнал/шум на 7–8 дБ. В противном случае, такого накопления не получится, и, кроме этого, пространственное разрешение при профилировании окажется несколько меньше.

На рис. 6 продемонстрированы возможности когерентного накопления сигналов в используемой системе наблюдения. Из полученных данных видно, что дно в районе измерений состоит из относительно толстого слоя влажных глинистых осадков, который лежит на еще более толстом слое более консолидированных осадков в виде твердого ила, песка с мелким галечником. Амплитуды и задержки импульсов, отраженных от донной поверхности варьируются, что, по-видимому, является следствием пространственных вариаций элементов системы акустического профилирования из-за неравномерности буксировки, а также из-за изменчивости (изрезанности) рельефа дна и его отражательных характеристик. Каждый из гидрофонов характеризуется флуктуациям, присущими лишь этому гидрофону. На рис. 6 (а) приведен выход согласованного фильтра с профиля ЛЧМ сигна-

лов, записанных на 1 гидрофон, излучаемых в полосе от 200 до 1000 Гц, длительностью 1 с. На рис. 6 (б) показан результат применения совокупности процедур: когерентного накопления принятых сигналов на антенне и когерентного траекторного накопления по 10 импульсов вдоль траекторий границ донных слоев [1, 2]. В результате всех процедур когерентного сжатия сигналов, когерентного накопления по антенне и по траектории уровень шумов был ослаблен на величину до 30 дБ, и, кроме того, ослабли помехи, связанные с вариациями пространственного расположения элементов акустического профилирования.

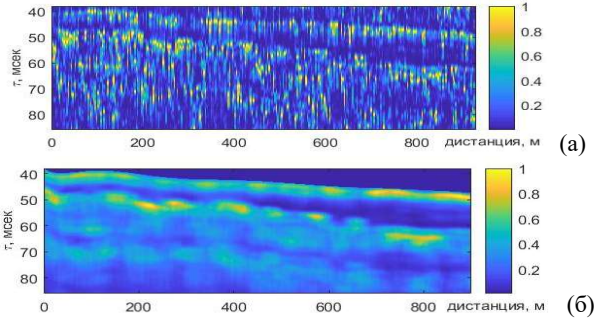


Рис. 6

В результате обработки данных сейсмоакустического импульсного зондирования морского дна в мелководном районе Черного моря в присутствие реверберационных помех и шумов судоходства при буксировке в подводном положении когерентного излучателя и горизонтальной приемной решетки, было исследовано влияние пространственных флуктуаций гидрофонов при их буксировке с меняющейся во времени скоростью. Показано, что при пространственных вариациях элементов системы сейсмоакустического зондирования морского дна на величину порядка нескольких длин волн поля излучения, возникают интерференционные помехи, ослабляющие эффективность когерентного накопления сигналов, рассмотрены возможности устранения таких помех. Показано, что при зондировании морского дна в мелководных районах отклики, соответствующие границам донных слоев маскируются шумами корабля-буксировщика, а также реверберацией, возникающей при рассеянии зондирующих импульсов на шероховатостях донной поверхности. Показано, что применение процедур когерентного накопления сигналов позволяет повышать отношение сигнал/шум и выявлять границы, ранее маскируемые помехами.

Работа выполнена в рамках базовой части РНФ (проект № 20-19-00383).

[1] Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Стромков А.А., Таланов В.И., Хилько А.И. // Акустический журнал. 2012. Т. 58, № 2. С. 227.
[2] Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р., Романова В.И., Таланов В.И., Хилько А.И. // Океанология. 2013. Т, 53. № 6. С. 843.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В СРЕДЕ СО СТЕПЕННОЙ ЗАВИСИМОСТЬЮ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ОТ ЧАСТОТЫ

Е.М. Калинкина, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Изучение эволюции акустических волн в нелинейных поглощающих средах представляет собой одно из перспективных направлений современной акустики. Во многом это связано с развитием новых приложений мощного ультразвука в медицине. Примерами являются ультразвуковая эхография с использованием высших гармоник, разрушение почечных камней сфокусированными ударными импульсами. Основные результаты в данной области получены для однонаправленного распространения плоских волн и ограниченных пучков в воде и биологических тканях, описываемых модельными нелинейными уравнениями эволюционного типа [1]. Однако часто для решения практически важных задач визуализации воздействия ультразвука на ткань необходимо учитывать эффекты отражения и рассеяния через слои тканей различного типа. В этом случае встает вопрос о построении и решении полного нелинейного волнового уравнения, где результатов на сегодняшний день получено гораздо меньше. Важной частью построения полной волновой модели является включение в нее степенного закона нелинейности среды и частотно-зависимого поглощения и дисперсии, удовлетворяющих экспериментальным данным и соответствующих принципу причинности. Изучение общих свойств нелинейных волн в таких средах важно и для многих других современных приложений мощного ультразвука. В этих задачах наталкиваются на существенные трудности в решении нелинейных интегро-дифференциальных уравнений, поэтому их приходится решать численными методами.

В данной работе рассмотрено численное моделирование эволюционного уравнения распространения нелинейных акустических волн – уравнения Бюргерса (приведено для одномерной задачи в безразмерном виде) [1]

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial G(U)}{\partial \tau} = L\left(\frac{\partial}{\partial \tau}\right) U. \qquad (1)$$

Для численного решения уравнения (1) использован спектральный метод, позволяющий получать решения на любых расстояниях от источника, а также для произвольных видов нелинейности среды G(U) и законов затухания $L(\frac{\partial}{\partial \tau})$, что характерно для мягких биологических тканей. Для сред с квадратичной нелинейностью (G(U)=U2) и затуханием $L = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}$ спектральная схема решения уравнения (1) для спектра нелинейной волны $C(\omega, z)$ имеет вид:

$$C(w, z + \Delta z) = C(\omega, z) - i\omega \frac{1}{2} \Delta z F\left(\left[F^{-1}\left(C(\omega, z)\right)\right]^2\right) - \mu\omega^2 \Delta z C(\omega, z). \quad (2)$$

Для реализации схемы решения (2) была написана программа на языке программирования Python с использованием стандартных функций библиотеки. Приведем примеры численного анализа эволюции акустических волн в таких средах на примере регулярных волн. На рис. 1 приведена эволюция профиля начальной синусоидальной волны в среде с квадратичной нелинейностью и затуханием $\mu = 0{,}1$.

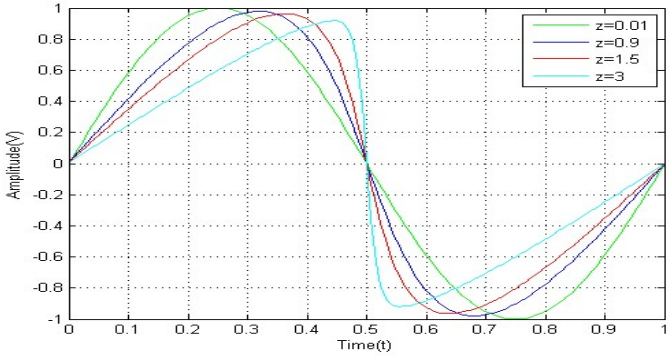


Рис. 1

В начальном синусоидальном сигнале по мере распространения (z растет) происходит укручение фронта волны (нелинейные искажения) и уменьшение амплитуды (среда с затуханием), что говорит об убывании энергии сигнала.

Известно, что волновое уравнение для классической вязкой теплопроводящей жидкости содержит дифференциальный оператор, соответствующий поглощению, пропорциональному квадрату частоты. Механизмы поглощения в мягких биологических тканях значительно более сложные, они обусловлены различными видами колебательной, структурной и химической релаксации, что приводит к экспериментально наблюдаемому степенному частотному закону поглощения в виде

$$\gamma(\omega) = \gamma_0 \left|\frac{\omega}{\omega_0}\right|,^{\propto} \quad (3)$$

где γ_0— коэффициент поглощения на частоте ω_0,, а величина показателя степени $\boldsymbol{\alpha}$ обычно изменяется в диапазоне от 1 до 1,7.

При проведении численного моделирования интегральный вид оператора поглощения существенно замедляет расчеты. Моделирование распространения акустических волн в средах со степенным законом поглощения по частоте сводится к введению в волновое уравнение дробного Лапласиана в пространственных координатах или интегрального временного оператора поглощения. В сравнении с оператором временной свертки, вычисление дробного Лапласиана зависит только от значений поля давления в текущие моменты времени. Это позволяет эффективно проводить численные расчеты с использованием спектрального метода. Решение нелинейных интегро-дифференциальных уравнений является весьма сложной задачей. Даже при численном моделировании необходимо проведение операции свертки на каждом шаге схемы, что существенно затрудняет и замедляет расчеты; приближенные аналитические решения удается получить лишь в некоторых частных случаях. Использование спектрального подхода является более эффективным и позволяет моделировать нелинейное распространение волны без реконструирования эволюционного уравнения.

На рисунке 3 приведена эволюция интенсивной случайной волны в среде со степенной зависимостью затухания от частоты, степень γ=1,6.

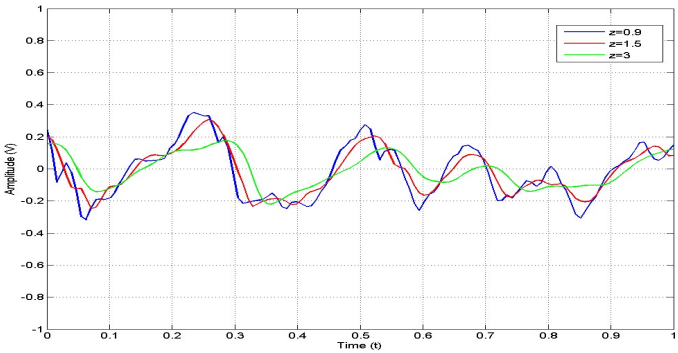


Рис. 2

Из рисунка хорошо видно влияние дисперсии, проявившейся из-за степенного характера затухания (отличного от 2). Влияние дисперсии проявляется в несимметричном искажении профиля волны: отрицательный полупериод становится более острым, положительный, напротив, «затягивается», положение максимума волны сильнее отстает от фронта. Такая несимметрия профиля характерна для сред с дисперсией, например, для среды с релаксацией. Ударный фронт в диспергирующей среде смещается за счет более быстрого распространения высоких частот, формирующих разрыв.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект № 19-12-00-256.

[1] Руденко О.В., Гурбатов С.Н., Демин И.Ю. // Акуст.журнал. 2014. № 5. С. 459.

ПИЛООБРАЗНЫЕ ВОЛНЫ В КОЛЬЦЕВОМ РЕЗОНАТОРЕ С КВАДРАТИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

Уравнение состояния среды с квадратичной нелинейностью и линейной диссипацией, обусловленной ее вязкостью и теплопроводностью, имеет вид:

$$\sigma(\varepsilon) = E(\varepsilon - \gamma\varepsilon^2) + \alpha\rho\dot{\varepsilon}, \tag{1}$$

где σ, ε, $\dot{\varepsilon}$ – продольные напряжение, деформация и скорость деформации, E – модуль упругости, γ – параметр нелинейности, α – коэффициент диссипации, ρ – плотность, $|\gamma\varepsilon| \ll 1, \frac{\alpha\omega^2}{C_0^2} \ll 1, C_0^2 = E/\rho$.

Подставляя (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, U – смещение, и переходя к переменным $\tau = t - x/C_0$, $x' = x$ получим уравнение Бюргерса для безразмерной скорости $W(z,\theta) = V(x,\tau)/V_0$, $V(x,\tau) = \partial U(x,\tau)/\partial\tau$, описывающее распространение продольной волны, бегущей в положительном направлении оси (т.е. по часовой стрелке в кольцевом резонаторе):

$$\frac{\partial W}{\partial z} = W\frac{\partial W}{\partial \theta} + \Gamma\frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2} \tag{2}$$

где $\theta = \omega\tau$, $z = \gamma\omega V_0 x/C_0^2$, $\eta = \gamma/C_0^2$, $\mu = \alpha/2C_0^2$, $\Gamma = \alpha\omega/2\gamma C_0 V_0$, V_0, ω – характерные амплитуда и частота волны.

В безразмерном виде уравнение Бюргерса удобно тем, что содержит только один коэффициент Γ, зависящий от параметров среды и входного воздействия.

Принято считать, что одним из точных решений уравнения Бюргерса (3) является решение Хохлова [2-5], описывающее форму одного периода пилообразной волны с конечной шириной фронта:

$$W(z,\theta) = \frac{1}{1+z}\left[-\theta + \pi th\left(\frac{\pi\theta}{2\Gamma(1+z)}\right)\right], |\theta| < \pi. \tag{3}$$

Заметим, однако, что решение (3) является точным только на бесконечной оси θ но как только это решение ограничивается по времени $|\theta| < \pi$, оно становится неточным. Для периодической пилообразной волны решение (3) также не является точным, поскольку оно отличается от точного решения на бесконечной оси θ. В точном же решении $W(z = const, \theta = \pm\infty) = \mp\infty$ – что нереально. Точность периодического решения (3) тем выше, чем меньше параметр Γ. Отметим некоторые свойства решения Хохлова. При $\Gamma \to 0$ решение (3) переходит в выражение для одного периода периодической пилообразной волны в идеальной среде, но это решение не допускает предельного перехода к линейной волне в диссипативной среде ($\Gamma \to \infty$), когда волна гармоническая. Далее, решение (3) обладает “нефизической” особенностью, связанной с тем, что на расстоянии $z = z_0 \cong \pi^2/2\Gamma - 1 > 0$ волна затухает практически до нуля и инвертируется, т.е. ее фаза (или полярность) изменяется на π. В результате, амплитуда волны с ростом координаты z ведет себя немонотонно: в начале (при $z < z_0$) она уменьшается и достигает минимума (вблизи точки $z = z_0$), а затем, при $z > z_0$

– растет, достигает некоторого максимума и только потом асимптотически стремится к нулю. Решение Хохлова (3) вполне применимо в области относительно стабильной формы пилообразной волны, т.е. при $\Gamma(1+z) \ll 1$ и $z < z_0$.

Периодически продолженное решение (3) можно разложить в ряд Фурье и проследить при $\Gamma(1+z) \ll 1$ за поведением амплитуд высших гармоник волны:

$$W(z,\theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\Gamma sin(n\theta)}{sh(n\Gamma(1+z))}. \qquad (4)$$

Это разложение называется решением Фея [10]. Оно хорошо описывает (при $\Gamma(1+z) \ll 1$) спектр пилообразной волны с конечной шириной фронта и относительно медленное затухание высших гармоник, амплитуды которых при $z \gg 1$ уменьшаются приблизительно по закону $\exp(-n\Gamma z)$, а не $\exp(-n^2\Gamma z)$ – как в линейной теории и не $1/z$ – как в ударной волне; это связано с подкачкой энергии от низших частот к высшим [2-4]. В результате, амплитуда первой гармоники волны определяется потерями не только на частоте ω но и на частотах высших гармоник, амплитуды которых зависят от параметра нелинейности γ. На больших расстояниях ($z\Gamma \gg 1$) высшие гармоники волны (5) сильно затухают и она превращается в синусоидальную: $W(z,\theta) = 4\Gamma\exp(-z\Gamma)sin\theta$ или $V(x,\tau) = \frac{2\alpha\omega}{\gamma C_0} exp\left(-\frac{\alpha\omega^2 x}{2C_0^3}\right)\sin(\omega\tau)$ при этом ее амплитуда не зависит от начальной амплитуды V_0. Заметим, что в решении Фея частота волны ω не зависит ни от расстояния z ни от параметра Γ.

При решении задачи о возбуждении бегущей волны в кольцевом резонаторе с квадратичной нелинейностью и линейной диссипацией воспользуемся решениями Хохлова (3) и Фея (4) для формы и спектра периодической пилообразной волны в безграничной среде при $\Gamma(1+z) \ll 1$ и $z < z_0$. Определим резонансную кривую, амплитуду волны и нелинейную добротность резонатора, когда в нем сформировалась бегущая пилообразная волна (3), (4). Для кольцевого резонатора одно из граничных условий связано с периодичностью для скорости $V(x,t)$: $V(x,t) = V(x+L,t)$ где L длина резонатора. Другое граничное условие (на излучателе) зададим в следующем виде: $V(x=0,t) = v_0 sin\omega t$ или $W(z=0,t) = (v_0/V_0)sin\theta$. Здесь, однако, надо иметь в виду, что характерная амплитуда V_0 волны в резонаторе зависит от расстройки частоты ω возбуждения резонатора от его резонансной частоты. При гармоническом возбуждении резонатора в нем установится бегущая пилообразная волна (3), (4), при этом для амплитуды $W_1(L) = V_1(L)/V_0$ ее первой гармоники будет выполняться соотношение:

$$W_1(L) = W_1(L)\, exp\{-ik_pL[1 + \Delta_p - i\delta_{nl}(L)]\} + \frac{v_0}{V_0}, \qquad (5)$$

где $k_p = \omega_p/C_0$ – волновые числа резонатора, $\omega_p = 2\pi pC_0/L$ – его резонансные частоты, $k_pL = 2\pi p$, p – номер моды ($p = 1,2,3$ ...), $V_0 = V_0(\Delta_p)$, $z_L = z_L(V_0) = \frac{\gamma\omega_p V_0 L}{C_0^2} = \frac{2\gamma\pi p V_0}{C_0}$, $\Gamma = \Gamma(V_0) = \frac{\alpha\omega_p}{2\gamma C_0 V_0} = \frac{C_0}{\gamma Q_p V_0} \ll 1$, $z_L(V_0)\Gamma(V_0) = \frac{2\pi p}{Q_p} \ll 1$, $\Delta_p = (\omega - \omega_p)/\omega_p$, $|\Delta_p| \ll 1/p$, $Q_p = \frac{C_0 L}{\pi p\alpha} = \frac{Q_1}{p}$ – линейная добротность, p -ой моды резонатора, $Q_1 = \frac{C_0 L}{\pi\alpha}$ а

нелинейные потери $\delta_{nl}(L)$ определяется затуханием первой гармоники из решения Фея (4): $\exp\left(-k_p L\delta_{nl}(L)\right) = \frac{sh[\Gamma(V_0)]}{sh\{[1+z_L(V_0)]\Gamma(V_0)\}} \approx \frac{1}{1+z_L(V_0)} < 1$.

Из уравнения (5), при $2\pi p|\Delta_p| \ll 1$, $2\pi p\delta_{nl}(L) \ll 1$, получаем выражение для резонансной кривой резонатора:

$$W_1(L) = \frac{\nu_0/V_0}{2\pi p\sqrt{\Delta_p^2 + (\gamma V_0/C_0)^2}}. \qquad (7)$$

Из уравнения (7) получаем уравнения для амплитуд $\varepsilon_1(L) = V_1(L)/C_0$ и $\varepsilon_0 = V_0/C_0$:

$$\varepsilon_1(L) = \frac{e_0}{2\pi p\sqrt{\Delta_p^2 + (\gamma\varepsilon_0)^2}} \approx \frac{2V_0}{1+z_L(V_0)}, \varepsilon_0(L) \approx \frac{\varepsilon_1(L)}{2[1-\gamma\pi p\varepsilon_1(L)]}, \qquad (8)$$

где $e_0 = \nu_0/C_0$, $z_L(\varepsilon_0) = 2\gamma\pi p\varepsilon_0$.

В резонансе $\Delta_p = 0$, из выражений (8) получаем несколько простых формул для амплитуд $\varepsilon_{1,res} = \varepsilon_{1,res}(L)$, $\varepsilon_{0,res}$ и нелинейной добротности $Q_{p,nl} \approx \varepsilon_{1,res}/e_0$ резонатора на частоте ω_p (при $\pi p\gamma\varepsilon_0 \ll 1$):

$$\varepsilon_{1,res} = \frac{2\varepsilon_{0,res}}{1+2\pi p\gamma\varepsilon_{0,res}} = \frac{2(\pi p\gamma)^{-1}}{1+\sqrt{1+4(\pi p\gamma e_0)^{-1}}} \approx \sqrt{\frac{e_0}{\pi p\gamma}} \gg e_0,$$

$$\varepsilon_{0,res} = \frac{e_0\left[1+\sqrt{1+4(\pi p\gamma e_0)^{-1}}\right]}{4} \approx \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e_0}{\pi p\gamma}} \gg e_0, \qquad (9)$$

$$Q_{p,nl} \approx \frac{2(\pi p\gamma e_0)^{-1}}{1+\sqrt{1+4(\pi p\gamma e_0)^{-1}}} \approx \sqrt{\frac{1}{\pi p\gamma e_0}} < Q_p.$$

На рисунке приведено семейство нормированных резонансных кривых, т.е. зависимостей $Y_1(\Delta_p) = \varepsilon_1(L)/\varepsilon_{1,res}$ от Δ_p построенных при $\gamma = 5$, $p = 10$, $Q_p = 10^4$ и различных значениях e_0: 1 - $e_0 = 10^{-8}$, 2 - $e_0 = 10^{-7}$, 3 - $e_0 = 10^{-6}$, 4 - $e_0 = 10^{-5}$. Как видно из рисунка, при увеличении амплитуды e_0 резонансные кривые симметрично расширяются, т.е. нелинейная добротность $Q_{p,nl}$ резонатора уменьшается, что связано с генерацией высших гармоник и их затуханием.

В заключение отметим, что такие же амплитудные закономерности для периодических пилообразных волн будут иметь место для кольцевых и стержневых резонаторов с жесткими границами из аналогичных материалов, в которых реализуется режим стоячих волн (являющихся суммой двух встречных бегущих волн), т.к. встречные волны в средах с квадратичной нелинейностью не взаимодействуют [1-6].

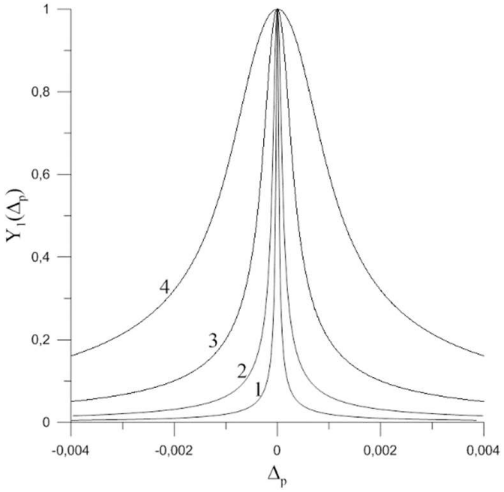


Рис.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № 0030-2019-0020 и частично поддержана РФФИ (грант N20-02-00215A).

[1] Заремба Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – Москва: Наука, 1966, 520 с.
[2] Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. –Москва: Наука. 1975, 288 с.
[3] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – Москва: Наука, 1990, 432 с.
[4] Naugol'nykh K.A. and Ostrovsky L.A. Nonlinear Wave Processes in Acoustics. – Cambridge: Cambridge University Press. 1998, 298 p
[5] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. – Москва: Физматлит, 2008, 496 с.
[6] Канер В.В., Руденко О.В., Хохлов Р.В. // Акустический журнал. 1977. Т. 23, № 5. С. 756.
[7] Островский Л.А., Папилова И.А., Сутин А.М. // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 10. С. 2213.
[8] Соустова И.А., Сутин А.М. // Акустический журнал. 1975. Т. 21, № 6. С. 953.
[9] Островский Л.А., Соустова И.А. // Акустический журнал. 1976, Т. 22, № 5. С.742.
[10] Fay R.D. // JASA. 1931. Vol. 34. P. 221.

ДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ НА ПУЗЫРЬКИ В АКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Т.С. Корчагина[1)], И.Н. Диденкулов[1, 2)], Н.В. Прончатов-Рубцов[1)]

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

В работе рассматривается действие радиационной силы на газовые пузырьки. Проанализированы особенности радиационной силы в слабых и сильных акустических полях.

Введение

В предыдущих работах было проанализировано движение газовых пузырьков в слабых акустических полях в резонаторах и волноводах с потоком жидкости, были получены аналитические решения и выполнены численные расчеты движения пузырьков в проточных акустических резонаторах и волноводах [1,2,3]. Было показано, что действие радиационной силы приводит к неоднородному периодическому распределению концентрации пузырьков вдоль оси акустического резонатора. В поперечном направление действие радиационной силы в резонаторах и волноводах приводит к втягиванию маленьких пузырьков (по сравнению с резонансным размером) в область сильного поля (на оси), а больших – к выталкиванию на периферию.

Однако в этих работах предполагалось, что акустическое поле слабое, то есть колебания пузырьков являются линейными, теперь же мы рассмотрим поведение пузырьков в сильных акустических полях, когда их колебания станут нелинейными.

Сильные поля

Движение пузырьков в акустических системах определяется радиационной силой. Поэтому, для решения нашей задачи необходимо, прежде всего, найти зависимость радиационной силы от величины акустического поля, которое определяет колебания пузырька. Для решения этой задачи было рассмотрено уравнение Рэлея-Плессета:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}\left(-P_g + P_0 + P(t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}\right) = 0, \text{где} \qquad (1)$$

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 – поверхостное натяжение границы пузырька и жидкости, η – кинематическая вязкость жидкости. Точки над радиусом обозначают дифференцирование по времени.

Приведем уравнение (1) к безразмерному виду, для этого введем следующие величины: $\tau = \frac{t}{T} = \frac{t\omega}{2\pi}$ – время нормированное на период поля, $r = \frac{R}{R_0}$ – радиус нормированный на равновесный радиус пузырька.

После несложных преобразований получим уравнение (2) для безразмерных переменных r и τ. Здесь точки над радиусом обозначают дифференцирование по τ:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{(2\pi)^2}{3\gamma}\frac{{\omega_0}^2}{\omega^2}\left(-P_g + P_0 + P(\tau) + \frac{2\sigma}{rR_0} + \frac{2\omega\eta\dot{r}}{\pi r}\right) = 0, \text{где} \qquad (2)$$

ω_0 – резонансная частота пузырька, ω – частота колебаний поля.

В дальнейших расчетах мы пренебрегли силой поверхностного натяжения.

Рассматривался случай гармонических колебаний акустического давления:

$$P(\tau) = P_a\, cos(2\pi\tau - kx). \qquad (3)$$

Давление газа в пузырьке полагаем подчиняющимся адиабатическому закону:

$$P_g = P_0(\frac{R_0}{R})^{3\gamma} = \frac{P_0}{r^{3\gamma}}. \qquad (4)$$

В уравнениях (3), (4) P_a – амплитуда акустического давления, γ – показатель адиабаты.

Уравнение (2) – нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка, которое решалось численно в среде «Mathlab» с помощью встроенной функции ode23.

На рис. 1 приведен график $r(\tau)$ для следующих параметров: R_0=1 мкм, ω_0=2,05·10^7 рад/с (≈70 кГц), P_0=10^5 Па, $\frac{\omega}{\omega_0}$=45, $\frac{P_a}{P_0}$=1,3.

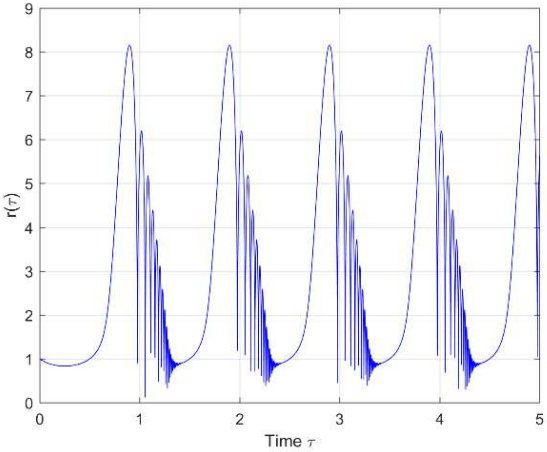


Рис. 1

Из рисунка видно, что колебания действительно сильно-нелинейные (радиус изменяется больше, чем на порядок) и на один период поля приходится несколько колебаний пузырька. Причем в фазе расширения размеры пузырька относительно медленно увеличиваются, а дальше происходит быстрое его схлопывание с последующими постепенно затухающими отскоками-схлопываниями.

Далее рассчитывалось мгновенное значение радиационной силы, действующей на пузырек, и проводилось ее усреднение по периоду поля:

$$F_{av} = -\frac{1}{2} < V\nabla P^* >, \text{где} \qquad (5)$$

V=(4/3)πR^3 – объем пузырька, ∇P^* – градиент поля (комплексно сопряженный).

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 $(P_a/P_0)^2$. Из приведенных на рис. 2 данных видно, что при малых значениях амплитуды акустического поля (менее ≈1) радиационная сила пропорциональна квадрату амплитуды поля, при больших значениях – меняется быстрее (показатель степени >2).

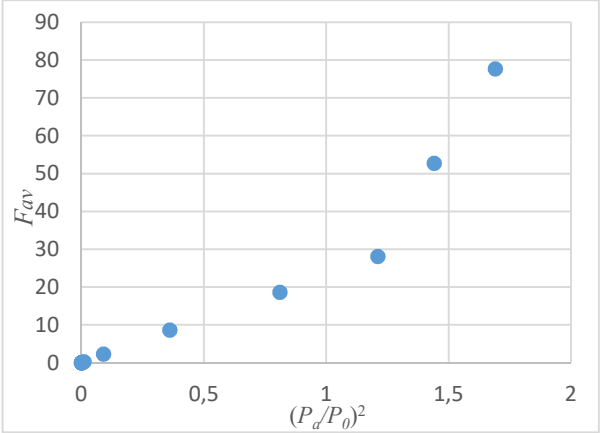


Рис. 2

Заключение

В работе были рассмотрены колебания пузырька в слабых и сильных акустических полях. Выполнены расчеты радиационной силы, действующей на пузырек, для различных амплитуд акустического поля. Показано, что в слабых акустических полях радиационная сила пропорциональна квадрату амплитуды поля, а в сильных акустических полях показатель степени становится больше 2. Таким образом, в проточных системах сильные акустические поля создают непропорционально большую величину радиационной силы, что приводит к большей пространственной модуляции концентрации пузырьков.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект 19-12-00256.

[1] Диденкулов И.Н., Корчагина Т.С., Прончатов-Рубцов Н.В., Сагачева А.А. Распространение звука в суспензиях: вращательные движения частиц и управление потоками // Известия РАН, серия физическая. 2020. Т 84, № 6. С. 772.

[2] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Особенности движения газовых пузырьков под действием течения и радиационной силы в акустическом резонаторе // Труды XXII конф. по радиофизике. – Н. Новгород, ННГУ, 2018. С. 430.

[3] Корчагина Т.С., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. Поведение пузырьков в акустическом волноводе с потоком жидкости // Труды XXIII конф. по радиофизике. – Н. Новгород, ННГУ, 2019. С 454.

КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ: ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В КАНАЛЕ КАК ФАКТОРА ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

М.С. Лабутина[1)], А.И. Малеханов[1,2)], А.В. Смирнов[2)]

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

Проведено численное моделирование выигрыша вертикальной антенной решетки, размещенной в случайно-неоднородном канале мелкого моря и принимающей многомодовый сигнал удаленного источника на фоне анизотропных шумов моря. Показано, что положение элементов антенны в канале является фактором, существенно влияющим на величину достигаемого выигрыша, что указывает на возможность специального выбора положения антенны для его повышения. Анализ и моделирование выполнены для двух практически интересных постановок: (1) варьирование по глубине положения антенны как целого при фиксированном межэлементном расстоянии и (2) варьирование межэлементного расстояния при фиксированной глубине первого элемента.

Постановка задачи и основные уравнения

Предполагается, что пространственные распределения на входе вертикальной АР полезного сигнала $\boldsymbol{s}$ и помех $\boldsymbol{n}$ формируются конечным числом M мод дискретного спектра:

$$\boldsymbol{s} = \sum_{m=1}^{M} a_m \boldsymbol{u}_m,\ \boldsymbol{n} = \boldsymbol{n}_0 + \sum_{m=1}^{M} b_m \boldsymbol{u}_m, \qquad (1)$$

где векторы $\mathbf{u}_m$ – регулярные модовые распределения (модовые векторы), a_m и b_m – модовые амплитуды сигнала и помех, соответственно; $\boldsymbol{n}_0$ – шумы сплошного спектра, полагаемые в дальнейшем пространственно-белым шумом единичной мощности; все «входные» векторы имеют размерность $N \times 1$, где N – число элементов АР. Простая в своей формулировке модель (1) позволяет продвинуться достаточно далеко в плане анализа задач обработки, специфичных для вертикальных АР [1-4]. С практической точки зрения, особый интерес представляют ситуации, когда сигнал и помехи формируются достаточно большим количеством мод, однако, распределения их интенсивностей по модам существенно различны. В такой ситуации можно ожидать значительного выигрыша АР при «правильной» фильтрации мод сигнального поля.

Опуская промежуточные матричные преобразования, связанные с переходом из «пространства элементов» размерности N в «модовое пространство» размерности M, приведем общие выражения для отношения сигнал/шум (ОСШ) на выходе АР с некоторым (произвольным) весовым вектором $\mathbf{W}$ и на выходе отдельного приемника единичной чувствительности (по смыслу, ОСШ на входе АР) [3,4]:

$$SNR_{array} = \frac{\boldsymbol{f}^{+}\boldsymbol{Q}\boldsymbol{M}_S\boldsymbol{Q}\boldsymbol{f}}{\boldsymbol{f}^{+}(\boldsymbol{Q}+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{M}_N\boldsymbol{Q})\boldsymbol{f}},\ SNR_{receiver} = \frac{\boldsymbol{a}^{+}\boldsymbol{Q}\boldsymbol{a}}{N+\boldsymbol{b}^{+}\boldsymbol{Q}\boldsymbol{b}}, \qquad (2)$$

Здесь размерность всех матриц и векторов определяется величиной M, $\boldsymbol{f}$ – вектор, состоящий из коэффициентов разложения вектора $\mathbf{W}$ по модовым векторам (анало-

гичного разложению (1)); $\boldsymbol{M}_S = \langle \boldsymbol{a}\boldsymbol{a}^+ \rangle$ и $\boldsymbol{M}_N = \langle \boldsymbol{b}\boldsymbol{b}^+ \rangle$ – матрицы взаимных корреляций модовых амплитуд сигнала и помех, соответственно ($\boldsymbol{a}$ и $\boldsymbol{b}$ – векторы-столбцы модовых амплитуд); $\boldsymbol{Q} = \mathbf{U}^+\mathbf{U}$ – матрица ортогональности модовых векторов, которую можно интерпретировать как матрицу разрешающей способности АР в модовом пространстве; $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_m]$ – матрица модовой структуры волновода, состоящая из M векторов-столбцов $\mathbf{u}_m$. В предельном случае, когда плотная АР перекрывает весь волновод, матрица $\boldsymbol{Q}$ становится диагональной, что отвечает случаю полного разрешения модовой структуры. Считаем, что помехи представляют собой собственные шумы океана, для моделирования которых привлекаются результаты работы [5]. Когерентные свойства полезного сигнала, создаваемого удаленным точечным источником, моделируются нами на основе параметрической модели матрицы межмодовых корреляций, содержащей некоторый внутренний масштаб (число мод, достаточно хорошо коррелированных с данной). В асимптотике больших трасс распространения эта матрица становится диагональной, что соответствует полному затуханию взаимных корреляций амплитуд мод даже для соседних номеров. Её диагональные элементы отвечают интенсивности мод, зависимость которой от номеров мод испытывает эволюцию по трассе распространения, обусловленную статистическими эффектами.

Выигрыш АР G стандартно определяется нами как отношение величин выходного и входного ОСШ. Эта величина в наибольшей степени характеризует эффективность многоэлементной АР (при заданном весовом векторе) как пространственного фильтра в сравнении с ее одиночным элементом. При настройке весового вектора на m моду получим:

$$G_m = \frac{(\boldsymbol{Q}\boldsymbol{M}_S\boldsymbol{Q})_{mm}}{(\boldsymbol{Q}\boldsymbol{M}_N\boldsymbol{Q})_{mm} + \boldsymbol{Q}_{mm}} \times \frac{N + \langle \boldsymbol{b}^+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{b} \rangle}{\langle \boldsymbol{a}^+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{a} \rangle} \qquad (3)$$

(двойные индексы означают номера матричных элементов). Для нахождения оптимального весового вектора ранее получено выражение [3,4]:

$$\mu_m \boldsymbol{f}_m = (\boldsymbol{I} + \boldsymbol{M}_N\boldsymbol{Q})^{-1}\boldsymbol{M}_S\boldsymbol{Q}\boldsymbol{f}_m,\ m = 1,2,\cdots,M. \qquad (4)$$

Оптимальный модовый вектор $\boldsymbol{f}_{\text{opt}}$ совпадает с вектором, отвечающим максимальному собственному значению μ_1, а искомый весовой вектор АР находится отсюда как $\mathbf{W}_{\text{opt}} = \mathbf{U}\boldsymbol{f}_{\text{opt}}$ (здесь $\boldsymbol{I}$ – единичная матрица).

Результаты численного моделирования и выводы

Численное моделирование проведено нами для простейшего случая диагональной матрицы $\boldsymbol{M}_S$ межмодовых корреляций сигнала при различных модовых распределениях интенсивности сигнала $\langle |a_m| \rangle^2$. Волновод мелкого моря моделировался изоскоростным каналом с абсолютно жестким дном, известная модовая структура которого позволяет иметь оценки ортогональных свойств мод при различном положении АР по глубине. Глубина канала задавалась равной 100 м, длина волны $\lambda = 10$ м (число мод дискретного спектра $M = 20$). Шумы океана также не имеют, в силу множественности их источников, взаимных корреляций по модам, интенсивности $\langle |b_m| \rangle^2$ рассчитывались согласно выражениям, приведенным в работе [5]. Этот расчет приводит к монотонно и весьма резко растущей их зависимости от номера моды, т.е. шумы ока-

зываются сосредоточенными в группе высоких мод (это весьма типичная ситуация в диапазоне первых сотен Гц). Следовательно, можно ожидать значительных изменений величин выигрыша АР при всех методах пространственной фильтрации в зависимости от того, в какой именно группе мод оказывается полезный сигнал. Входное ОСШ на элементе АР при моделировании составляет -20 дБ. Моделирование выигрыша ограничено для первых 12 мод, как наиболее информативное, т.к. при больших модах АР резко теряет свою эффективность.

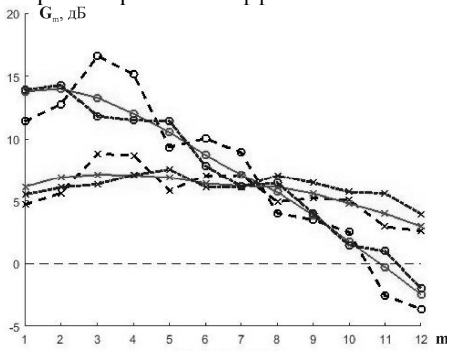


Рис. 1

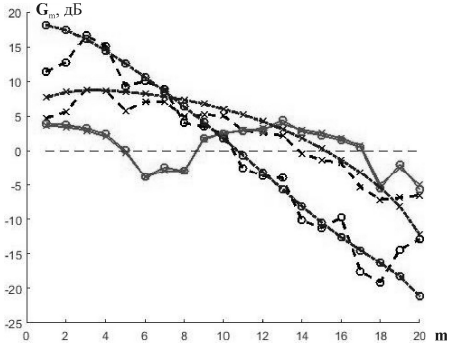


Рис. 2

На рис. 1 показаны распределения по номерам мод величин G_m (3) в случае двух существенно разных спектров интенсивностей сигнала – локализованного в низких ($m_0 = 1$) и средних ($m_0 = 11$) модах; характерная ширина спектра в обоих случаях равна $\sigma = 5$. Рассматривается короткая (число элементов $N = 7$) плотная АР (межэлементное расстояние $d = \lambda/2 = 5$ м), верхний конец которой размещен на разной глубине волновода ($Z_1 = 0$ м – пунктирная линия, $Z_1 = 35$ м – сплошная линия и $Z_1 = 70$ м – штрих-пунктирная линия). Для каждого случая рассчитана величина оптимального выигрыша G_{opt} с использованием выражений (2), (4). В зависимости от глубины положения АР, ей ортогонализируются разные группы мод. В случае приповерхностной АР, несмотря на то, что наиболее энергонесущей модой сигнала является 1 или 11 мода, эффективно принимаются 3 и 4 моды, т.к. они не ортогональны группе низких мод сигнала, и ортогональны высоким модам помехи. В случае же размещения АР в центре канала или у дна, АР, настраиваясь на первые моды волновода, принимает также неортогональные высокие моды помехи. При приеме АР сигнала с сильной средней энергонесущей модой ($m_0 = 11$) выигрыш практически не изменяется за счет относительно хорошей ортогональности мод и плавного увеличения интенсивности сигнала и помехи с ростом номера моды. Прием сигнала с настройкой АР на отдельные моды канала является квазиоптимальным, и лишь в некоторых случаях можно найти удачное положение короткой антенны, когда потеря выигрыша составляет единицы децибел. В нашем моделировании при расположении АР у поверхности эта разница составляет ~2 дБ, тогда как при других положениях она меняется от 5 до 11 дБ.

Качественно другой сценарий реализуется в случае приповерхностной АР с изменяемым размером межэлементного расстояния. На рис. 2 приведены зависимости

для числа элементов $N = 7$ с разной «плотностью» размещения ($d = \lambda/2$ – пунктирная линия и $d = 13\lambda/8$ – сплошная линия) и для плотной АР, перекрывающей весь волновод ($N = 21$, $d = \lambda/2$ – штрих-пунктирная линия). При полном перекрытии канала плотной АР все моды становятся ортогональными. В этом случае при настройке АР на низкие моды волновода и приеме низкомодового сигнала достигается максимальный выигрыш, хотя по сравнению с оптимальной настройкой АР потеря усиления составляет 16 дБ. В случае короткой АР, как отмечалось ранее, выигрыш при настройке на 3 и 4 моду максимален, однако, он превышает выигрыш длинной плотной АР при настройке на те же моды. Это объясняется тем, что поочередно настроенная короткая АР на эти моды принимает и другие низкие сигнальные моды. В случае полного перекрытия волновода редкой АР ортогональные свойства принимаемых мод начинают играть более существенную роль. Варьирование спектра сигнала практически перестает влиять на выигрыш такой АР, и ее эффективность заметно снижается (до единиц дБ). При рассмотрении ортогональности мод показано, что группа низких мод (1-4) не ортогональны группе средних мод (9-16) и практически ортогональны остальным модам, которые между собой не ортогональны. Поскольку модовый спектр интенсивности помехи неравномерен, то выигрыш АР по всем модам снижен, а его локализация в высоких модах приводит к потере усиления АР в группе мод (5-8). Отметим также, что первая мода не ортогональна 12 и 13 моде интенсивность помехи, в которых незначительна, поэтому значение выигрыша разреженной АР близко к выигрышу короткой плотной АР.

Теоретический и численный анализ пространственной обработки многомодового сигнала на фоне модовых помех показывает принципиальное влияние двух физических факторов на величину выигрыша вертикальной АР: (1) степени «перекрытия» модовых спектров сигнала и помех и (2) способности антенны разрешить, в смысле ортогональных свойств, моды с высокими значениями модовых ОСШ. Эти факторы, будучи независимыми, совместно «регулируют» возможность достижения высоких значений антенного выигрыша. В канале с известной структурой мод второй фактор полностью зависит от числа и расположения приемников по глубине. Следовательно, при известном модовом составе шумов океана (в заданном частотном диапазоне и для заданной гидрологии канала) можно заранее оценить помехоустойчивость различных мод и подобрать такое расположение элементов АР, при котором можно добиться максимальных значений коэффициента усиления.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ по гранту № 20-19-00383.

[1] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С.891.
[2] Малеханов А.И. // Акуст. журн. 1992. Т. 38, № 5. С. 898.
[3] Labutina M.S., Malekhanov A.I., Smirnov A.V. // Physics of Wave Phenomena. 2016. Vol. 24, № 2. P. 161.
[4] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Ученые зап. физ. фак-та МГУ. 2017, № 5. 1750121 – 1.
[5] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67, № 6. P. 1988.

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС С ГРАФИЧЕСКИМ ИНТЕРФЕЙСОМ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ СДВИГОВЫХ ВОЛН В МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ

А.А. Лисин, Е.М. Калинкина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе представлена реализация расчётного комплекса с графическим интерфейсом для моделирования и визуализация сдвиговых волн в мягких биологических тканях. Он включает программу аналитического расчёта поля (создаваемого ультразвуковым датчиком) при распространении акустической волны (описываемой уравнением Вестервельта), а также графический интерфейс для задания параметров среды, датчика, и визуализации результатов расчета эволюции сдвиговых волн. Программа реализована с использованием среды программирования MatLab и модуля «k-Wave» [1].

Реализация численного решения задачи распространения сдвиговых волн в однородной упругой среде требует разбиение решения на этапы:

- задается среда, в которой проводится моделирование (это может быть, как линейная среда, так и нелинейное пространство),
- ставится датчик (в данном случае это модель стандартного линейного датчика для ультразвуковых исследований),
- расчет величины радиационной силы производится по результатам фокусировки. На основе этих результатов пересчитывается величина мнимых источников для последнего этапа моделирования.
- симуляция распространения сдвиговых волн в среде.

Для работы схемы численного решения необходимо создать пространство, в котором будет рассчитываться распространение волн. В модуле k-Wave рабочее пространство – это набор точек, образующих матрицу, называемую k-grid, или k-пространство. Для каждой из этих точек прописываются значения скорости звука, плотность среды, и другие параметры, если требуется. Граничные условия задаются с помощью специальной функции. В наиболее простом случае источником излучения является точка (точечный источник). Однако программный комплекс позволяет работать и когда задано несколько источников или группировать несколько точек в один излучатель. В случае с линейным датчиком излучателем является фазированная антенная решетка, состоящая из 128 элементов (точечных источников). На рис. 1 представлен пример работы интерфейса программы: представлена картина распространения ультразвуковой волны в координатной плоскости, и визуализация расчетного давления фокусировки ультразвуковых излучателей. Параметры работы программы для данного примера полностью соответствуют основным характеристикам линейного датчика L7-4, используемого в медицинской диагностике на традиционных УЗИ сканерах [1].

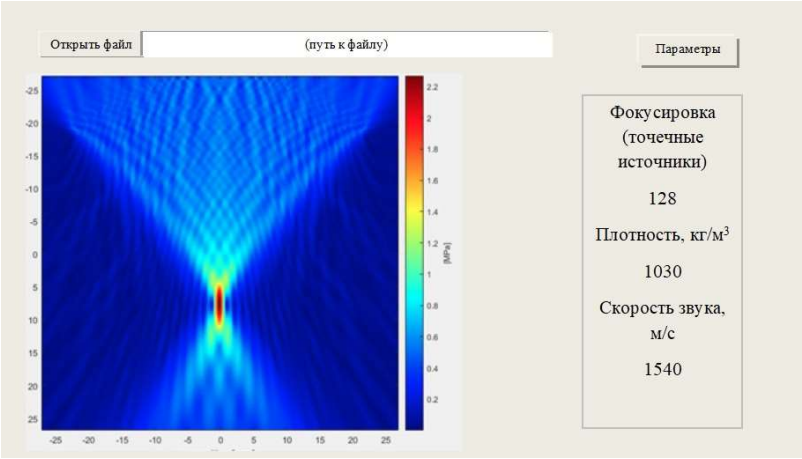


Рис. 1

Интерфейс программного комплекса отображает все установленные параметры моделирования, относящиеся к среде, источнику излучения и его настройке.

Для получения сдвиговой волны необходимо сфокусировать излучатели в точку. Это достигается с помощью квадратичного фазового набега на каждом излучателе, за ноль считаем центр датчика. Для моделирования сдвиговой волны источник расположен в области пятна фокусировки и состоит из 8 элементов, расположенных в форме ромба (рис. 2). Среда в данной модели принята однородной, с такими характерными параметрами, как плотность $\rho = 1030$ кг/м^3 и скорость звука $C = 1540$ м/с.

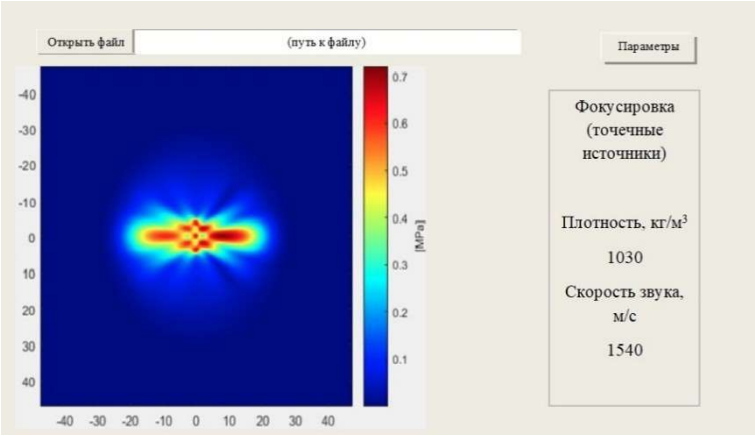


Рис. 2

Для сравнения данных, полученных при численном и физическом моделировании, использовались результаты по измерению скорости сдвиговой волны в калибро-

ванном полимерном фантоме CIRS Model 049 Elasticity QA Phantom Spherical с расположенными на разной глубине сферами разных диаметров и типов (различия в модуле Юнга). Метод эластографии сдвиговой волной (Shear Wave Elasticity Imaging SWEI) был реализован на системе Verasonics с открытой архитектурой на кафедре акустики в лаборатория биомедицинских технологий, медицинского приборостроения «МедЛаб» ННГУ им. Н.И. Лобачевского [2]. Сравнение результатов показывает, что чем выше концентрация полимерного вещества в фантоме, тем ближе результаты численного и физического моделирования (рис. 3).

Расчет скорости производится на основании положения пика давления, характеризующего расположение волнового фронта, в нескольких моментах времени, далее скорость вычисляется как V = S/t, где S – расстояние между пиками, S=S2/2-S1/2, t – время, за которое пик пришел из точки 1 в точку 2, t=t2-t1.

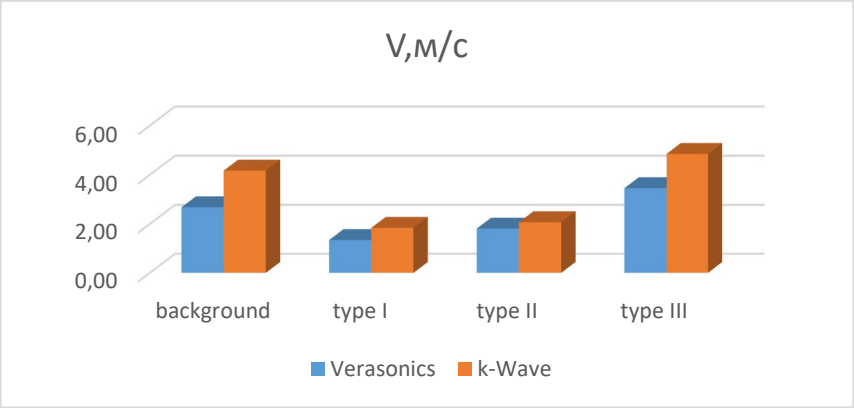


Рис. 3

Кроме того, результаты численного моделирования постоянно больше, чем физические. Этот эффект возникает из-за неоднородности физической среды, что не учитывалось при численном моделировании.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание No. 0729-2020-0040).

[1] Лисин А.А., Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Спивак А.Е. // Ученые записки физического факультета Московского университета. № 5. 2019. С. 1950101 (5стр).
[2] Демин И.Ю., Спивак А.Е., Лисин А.А. // Проектирование и технология электронных средств. № 1. 2019. С. 50.

МЕТОДЫ ВЫДЕЛЕНИЯ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ ИЗ СМЕСИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ В ПРОСТРАНСТВЕ МИКРОФОННЫХ МАССИВОВ

Н.А. Миронов

Нижегородская академия МВД России

В настоящее время для выделения голоса человека из акустического шума используются микрофонные решетки, которые обладают рядом преимуществ по сравнению с одноканальными системами [1]. Микрофонный массив из N микрофонов позволяет получить выигрыш в отношении сигнал/помеха не менее чем в N раз.

Но по мере удаления источника звука от микрофонного массива точность его локализации будет спадать за счет затухания звуковой волны. Эффективность локализации источника, а также эффективность выделения речи целевого диктора, может быть повышена за счет использования одновременно нескольких микрофонных решеток, распределенных в пространстве. В литературе такие распределенные системы получили название «acoustic sensor network» [2]. Эффективность использования таких систем определяется значительным увеличением вероятности того, что один из микрофонов будет находиться ближе к полезному источнику. Наибольшее распространение такие системы получили при использовании на больших пространствах, когда требуется извлечь информацию из любой точки пространства наблюдения. Решаемые такими системами задачи различны: локализация источника, выделение голоса определенного человека, разделение акустических источников, определение траектории перемещений дикторов, определение направленности акустического источника и др.

В исследовании [3] показано, что можно получить надежную систему локализации звука, использующую несколько микрофонных массивов. Экспериментальные результаты с использованием этого подхода показали уменьшение средней ошибки локализации источника до 8 см. Результаты получены для десяти двух-элементных решеток при 0 дБ. Геометрия массива приведена на рисунке 1.

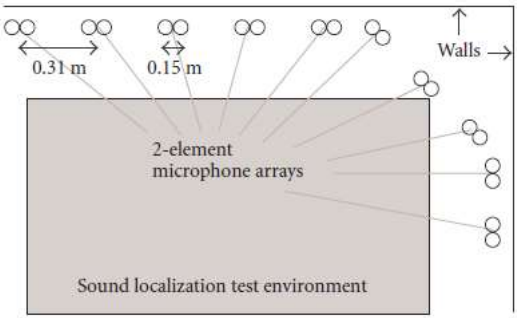


Рис. 1

В работе [4] проведен анализ производительности двухступенчатого процесса локализации в двумерном пространстве на основе измерений разницы времени прихода сигналов на микрофон. Оптимальное решение получается при обработке данных, полученных с распределенных в пространстве микрофонов, центральным узлом. Исследования проведены для массивов из 24 микрофонов, разделенных по 6 микрофонов на 4 микрофонные решетки, располагаемых в одной плоскости на окружности в 4 разных секторах. Источник находился в центре окружности. Показано, что оптимальная точность локализации достигается, когда микрофоны равномерно распределены вокруг источника.

Многоканальный фильтр Винера используется в акустических приложениях для улучшения качества речевого сообщения за счет уменьшения энергии интерференции. Шумоподавление основано на оценке требуемой составляющей сигнала в одном из микрофонов, определяемого эталонным. В работе [5] в помещении объёмом 7,5x5x3,5 $м^3$ и временем реверберации в 400 мс было исследовано влияние выбора эталонного микрофона на производительность алгоритма для разных положений одного источника речи относительно распределенной решетки из 6 микрофонов (по 3 микрофона на двух смежных стенах).

Для одиночной микрофонной решетки предполагается, что речевая активность полезного сигнала и сигналов помех является общей для всех микрофонов близко расположенных друг к другу. Однако это предположение может быть нарушено для распределенных микрофонных решеток, когда речевая активность на одном микрофонном массиве может значительно отличаться от активности на других массивах, за счет пространственного положения. В исследовании [6] имитируется разделение речи каждого человека в двух отдельных группах с участием трех и двух человек соответственно (рисунок 2). Микрофоны располагались на окружностях радиуса 10 см и затем были удалены от центра на 50 см.

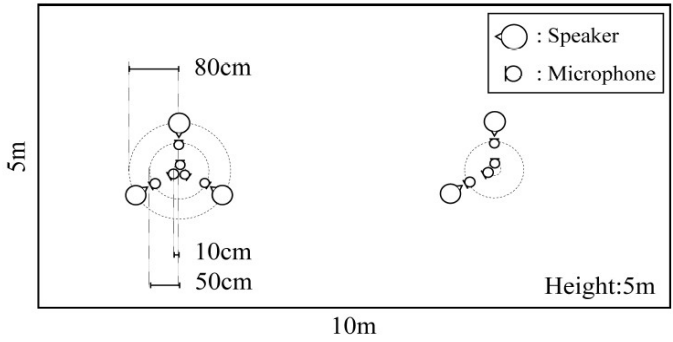


Рис. 2

С помощью нескольких массивов микрофонов предложено решение задачи для отслеживания перемещений нескольких дикторов [7]. Описан подход для одновременного определения координат движения нескольких дикторов. Апробация результатов моделирования движущихся источников проводилась в реверберирующем кон-

ференц-зале объемом 3,7x6,8x2,6 м^3. Сигналы от круглых микрофонных решеток с 5 микрофонами и радиусом 5 см, регистрировались с частотой 48 кГц. Доказана способность точно отслеживать статические и движущиеся источники. При использовании не менее трех массивов микрофонов, распределенных в пространстве, получена точность, допустимая для практического применения системы.

Современные исследования связаны с применением распределенных микрофонных систем с большой апертурой. В работе [8] описывается реализация трехмерного массива из 256 микрофонов, которые расположены на стенах и потолке исследуемого пространства для оценки диаграммы направленности источников звука в реверберационных средах (рисунок 3).

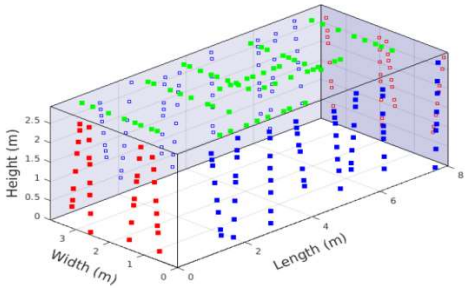


Рис. 3

Геометрия микрофонных массивов крайне разнообразна из-за многообразия задач, решаемых с помощью таких систем. Проведенный обзор показывает, что для локализации акустического источника и выделения полезного сигнала применение распределенных в пространстве микрофонных массивов является крайне актуальным.

[1] Столбов М.Б. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2015. Т. 15, № 4. С. 661.
[2] Haykin S., Liu K.J.R. Handbook on array processing and sensor networks. – IEEE Press: Wiley, 2009, 924 p.
[3] Aarabi P. // EURASIP Journal on Applied Signal Processing. 2003. Vol.4. P. 338.
[4] Prandi G., Valenzise G., Tagliasacchi M. (Eds.) // IEEE European Signal Processing Conference, 2008. P. 1.
[5] Lawin-Ore C., Doclo S. // ITG Symposium on Speech Communication. 2012. P. 31.
[6] Kenoshita, K. Blind source separation using spatially distributed microphones based on microphone-location dependent source activities // Interspeech. 2013. P. 822.
[7] Plinge A, Flink G.A. // IEEE ICASSP. 2014.
[8] Demontis H., Olivier F., Marchal J. 3D Identification of Acoustic Sources in Rooms Using a Large-Scale Microphone Array / // IEEE IWAENC. 2018. P. 506

НИЗКОЧАСТОТНЫЕ ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ ЭФФЕКТЫ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ КВАРЦИТА

В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)]

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

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований нелинейных акустических эффектов, возникающих при самовоздействии продольной низкочастотной (НЧ) волны в стержневом резонаторе, изготовленном из поликристаллической горной породы – кварцита. [Кварцит – это природный минерал светло-серого цвета с серебристым отблеском. Он состоит на 70-80% из кварца (SiO_2) и содержит примеси минеральных силикатов и алюмосиликатов, в основном, в виде слюды, полевого шпата и талька. Плотность кварцита – 2,68 гр/см^3.]

Схема эксперимента изображена на рис. 1. Из кварцита изготавливался стержень квадратного сечения (со стороной ~1,4 *см*) и длиной $L = 39{,}4$ *см*. К нижнему торцу стержня 1 приклеивался пьезокерамический излучатель накачки 2 предназначенный для возбуждения продольной (НЧ) стоячей волны; другая сторона излучателя 2 – к массивной металлической нагрузке 3. К верхнему, свободному торцу стержня 1 приклеивался акселерометр 4 – для приема низкочастотных колебаний, создаваемых излучателем 2. Сигнал с акселерометра 4 поступал на спектроанализатор.

Проводилось исследование низкочастотных эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения и генерации высших гармоник, обусловленных гистерезисной

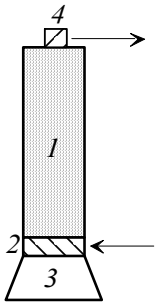


Рис. 1

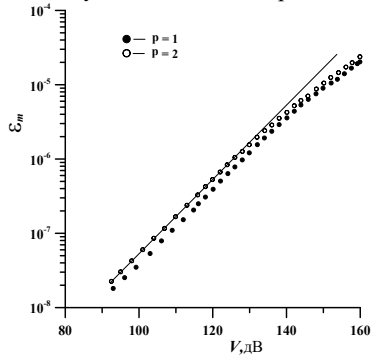


Рис. 2

нелинейностью материала. Для этого, при помощи излучателя 2, в стержне 1 возбуждались низкочастотные акустические колебания на частоте F, близкой к частоте F_p, одной из первых двух его продольных мод, и измерялись зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl} = F - F_p < 0$ и коэффициентов затухания μ_{nl} от амплитуды деформации ε_m стержня (в резонансе). На рис. 2 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического напряжения V, на излучателе накачки при возбуждении резонатора на первых двух продольных

модах ($p = 1; 2$). Из рисунка следует, что при малых амплитудах возбуждения ($\varepsilon_m < 10^{-6}$), зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V)$ линейны, т.е. $\varepsilon_m \propto V$ а далее, при $\varepsilon_m > 10^{-6}$, они становятся нелинейными; это свидетельствует о наличии нелинейных потерь. На рис. 3а,б представлены графики зависимостей модулей относительных нелинейных сдвигов резонансных частот $|F_{nl}/F_p|$ коэффициентов нелинейного затухания μ_{nl}/μ_p от ε_m , где $\mu_p = (\Omega_p\, Q_p)^{-1}$. В представленных зависимостях можно выделить два

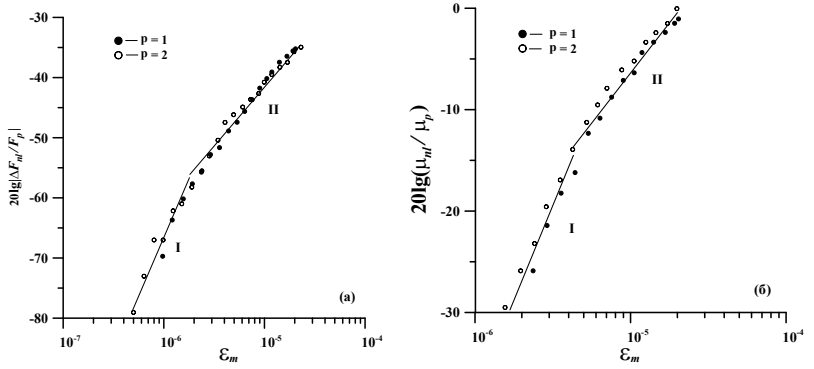


Рис. 3а,б

амплитудных диапазона: (I) – $\varepsilon_m < \varepsilon^* \cong (2 \div 4) \cdot 10^{-6}$, где $F_{nl}/F_p \propto \varepsilon_m^2$, $\mu_{nl}/\mu_p \propto \varepsilon_m^2$, и (II) – $\varepsilon_m > \varepsilon^*$, где $F_{nl}/F_p \propto \varepsilon_m$, $\mu_{nl}/\mu_p \propto \varepsilon_m$. Наличие в каждом диапазоне одинаковых зависимостей $|F_{nl}/F_p|$ и μ_{nl}/μ_p от ε_m свидетельствует о проявлении в материале гистерезисной степенной нелинейности (с показателем степени n), причем, для первого диапазона $n = 3$, а для второго – $n = 2$. Из рис. 3а,б также видно, что наблюдаемые зависимости для $p = 1; 2$ близки и не зависят от номера моды p, т.е. от частоты F_p, возбуждения резонатора.

Далее, при $\varepsilon_m > 2 \cdot 10^{-6}$ (т.е. во втором диапазоне) наблюдалась генерация второй и третьей гармоник волны накачки. На рис. 4 приведены зависимости (**I**) амплитуды смещения $U_2(L)$ свободного торца стержня на частоте второй гармоники от амплитуды деформации ε_m волны накачки на первой и второй модах (в резонансе) и (**II**) амплитуды деформации ε_3 стержня на частоте третьей гармоники от амплитуды деформации ε_m вол-

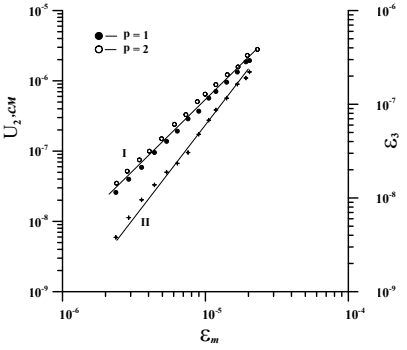


Рис. 4

ны накачки на первой моде (также в резонансе). Зависимости близки к квадратичным, т. е.: $U_2(L), \varepsilon_3 \propto \varepsilon_m^2$. Здесь показатель степени 2 на единицу больше значения показателя в зависимостях $\left|F_{nl}/F_p\right|$ и μ_{nl}/μ_p от ε_m в том же (втором) диапазоне (рис. 3). Именно такие закономерности для нелинейных потерь, дефекта модуля упругости и амплитуд высших гармоник и должны наблюдаться для волн в средах с гистерезисной [1, 2] квадратичной нелинейностью [3–6]. Аналитическое описание наблюдаемых эффектов проводилось с использованием феноменологического уравнения состояния, содержащего гистерезисную нелинейность среды [5-8]: $\sigma(\varepsilon) = E[\varepsilon - f(\varepsilon)] + \alpha\rho\dot{\varepsilon}$ (с учетом ее линейной диссипации [4]), где $f(\varepsilon)$ – нелинейная функция, $|f'_{\mathcal{E}}(\varepsilon)| << 1$, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность. При этом, проводимый анализ осуществлялся как в рамках упругого (1), так и неупругого (2) гистерезиса:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{n}\begin{cases} \gamma_1; (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} > 0), \\ (\gamma_1 + \gamma_2) \in_m^{n-1} \varepsilon - \gamma_2\varepsilon^n; (\varepsilon > 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ -\gamma_3\varepsilon^n; (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} < 0), \\ (\gamma_1 + \gamma_2) \in_m^{n-1} \varepsilon - \gamma_2\varepsilon^n; (\varepsilon < 0, \dot{\varepsilon} > 0), \end{cases} \quad (1)$$

$$f(\varepsilon) = \beta \in_m^2 \varepsilon + \beta_1\epsilon_m \begin{cases} \varepsilon^2 - \in_m^2; \dot{\varepsilon} > 0 \\ -\varepsilon^2 + \in_m^2; \dot{\varepsilon} < 0' \end{cases} \quad (2)$$

где n – целое число $n > 1$; $\gamma_{1-4}, \beta_1, \beta_1$ – параметры гистерезисной нелинейности; $\gamma_{1,3} + \gamma_{2,4} \geq 0; |\beta|\epsilon_m \ll 1;\ |\beta_{12}|\epsilon_m \ll 1;\ \beta_1 + \beta_2 \geq 0;\ \left|\beta_{1,2}\right| \gg 1$. При сильном возбуждении, т.е. $(\varepsilon_m > \varepsilon^*)$ выражения для F_{nl}/F_p, μ_{nl}/μ_p, а также $U_2(L)$ и ε_3 имеют вид: $F_{nl}/F_p = -a_1\varepsilon_m; \mu_{nl}/\mu_p = b_1 Q_p \varepsilon_m$ (где L – длина резонатора).

$$U_2(L) = [a_2^2 + b_2^2]^{1/2}\varepsilon_m^2 \quad (3)$$

$$\varepsilon_3 = \frac{4[a_3^2 + b_3^2]^{\frac{1}{2}}\Omega_p\varepsilon_m^2}{15\pi\left\{\left(\frac{\Omega_p}{\Omega_{3p-1}}\right)^2 + 4\left[(1-q)\delta_{nl}(\varepsilon_m) + \frac{\Delta\Omega_{3p}}{3}\right]^2\right\}^{\frac{1}{2}}}, \quad (4)$$

где $\Delta\Omega_{3p} = 3\Omega_p - \Omega_{3p-1}$ – дисперсионная расстройка частоты $3\Omega_p$ от резонансной частоты моды с номером $3p-1$; $a_{0-3},; b_{1-3}$ – коэффициенты разложения $f(\varepsilon)$ в тригонометрический ряд:

- Для упругого (1) гистерезиса: $q = (36/35\pi)(a_0/a_1)$;

$$a_0 = (1/2\pi)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4) + (1/8)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4);$$

-
-

$$a_1 = (14/9\pi^2)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4) + (1/6\pi)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4);$$
$$b_1 = (2/9\pi^2)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4) > 0;$$

-

$$a_2 = (1/64)(\gamma_1 - \gamma_2 - \gamma_3 + \gamma_4) + (1/24\pi)(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4);$$
$$b_2 = (1/48\pi)(\gamma_1 + \gamma_2 - \gamma_3 - \gamma_4);$$

-

$$a_3 = (2/15\pi)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4);\ b_3 = (1/30\pi)(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3 + \gamma_4).$$

-

- Для неупругого (2) гистерезиса: $q = (27/35); a_0 = \beta;\quad a_1 = (2\beta/3\pi);\ b_1 = (8/9\pi^2)(\beta_1 + \beta_2);\ a_2 = -(\beta_1 - \beta_2)/16\ ;\ a_3 = -4(\beta_1 + \beta_2)/15\pi;\ b_{2,3} = 0.$

При анализе в рамках упругого гистерезиса, из сравнения экспериментальных результатов (рис. 3) и выражений для F_{nl}/F_p и μ_{nl}/μ_p, с учетом (3) и (4), коэффициенты нелинейности составляли $[a_3^2 + b_3^2]^{1/2} \cong 1{,}1 \cdot 10^2$; $[a_3^2 + b_3^2]^{1/2} \cong 3{,}6 \cdot 10^2$. Эффективный параметр квадратичной упругой нелинейности: $\Gamma = 16[a_3^2 + b_3^2]^{1/2} \cong 1{,}7 \cdot 10^3$. Коэффициент $[a_3^2 + b_3^2]^{1/2}$, определенный независимо по амплитуде третьей гармоники из выражения (3) составил: $[a_3^2 + b_3^2]^{1/2} \cong 3{,}55 \cdot 10^2$. Близость значений свидетельствует о том, что уравнение состояния исследованного образца кварцита соответствует именно упругому гистерезису (1). При проведении аналогичного анализа в рамках неупругого гистерезиса (2), между этими коэффициентами $[a_3^2 + b_3^2]^{1/2}$, определенными разными способами, наблюдалось количественное несоответствие: значение коэффициента нелинейности определенного по амплитуде третьей гармоники примерно в 1,7 раза превышало тот же коэффициент, определенный по сдвигу резонансной частоты и потерям. Это свидетельствует о непригодности неупругого гистерезиса (2) для описания нелинейных акустических эффектов в исследуемом материале. Однако, если при измерении нелинейных эффектов ограничиться только второй гармоникой, то изучаемые эффекты в кварците, как, впрочем, и во многих других поликристаллических твердых телах, можно описывать как упругим (1), так и неупругим (2) гистерезисами [4].

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН по теме №0035-2019-0009 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215A).

[1] Granato A., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, № 5. С. 583.
[2] Warren P. Mason (Ed.) Physical Acoustics and Methods, Academ. Press – New York, London, 1966, 406 с
[3] Исакович М.А., Общая акустика. – М: Наука, 1972, 469 с.
[4] Назаров В.Е., Радостин А.В. Нелинейные волновые процессы в упругих микронеоднородных средах. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2007, 255 с.
[5] Назаров В.Е., Сутин А.М. // Акуст. журн. 1989. Т. 35, № 4. С. 711.
[6] Зименков С.В., Назаров В.Е. // Физика Земли. 1993. № 1. С. 13.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ КВАЗИОПТИМАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНОГО СИГНАЛА, ПРИНИМАЕМОГО НА ФОНЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПОМЕХИ

А.И. Малеханов[1, 2], А.В. Смирнов[1]

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

Аннотация

В этой работе проводится сравнительный анализ эффективности рассмотренных ранее методов пространственной обработки сигнала (Труды 22-ой научной конференции по радиофизике) [1-9] на фоне изотропного шума с интенсивной частично-когерентной помехой, описываемой той же двухмасштабной моделью ФПК. Источники сигнала и помехи расположены в разных углах по отношению к центру АР. Показана смена "иерархии" методов обработки в зависимости от совокупности параметров задачи: длины когерентности, величины "остаточной" когерентности, среднего угла пеленга на источники сигнала и помехи, дисперсии флуктуаций углов прихода.

Постановка задачи и основные уравнения

Ненаправленный удаленный излучатель акустического поля находится под некоторым углом θ_{S} по отношению к нормали линейной АР. Помимо полезного сигнала приемная АР принимает также изотропный шум (белый шум) и поле интенсивной удаленной помехи размещенной в угле θ_{N}. Линейная АР представляет собой эквидистантно расположенный набор ($\mathbf{N}$) из N приемных элементов вдоль прямой линии с межэлементным расстоянием $d = \lambda/2$. Средняя мощность сигнала, белого шума, помехи на входе единичного элемента АР будет соответственно σ_s^2, σ_{wn}^2 и σ_{n}^2. Критерием эффективности метода пространственной обработки является коэффициент усиления антенны G (от англ. "gain" - выигрыш), который определяется как отношение выходного отношения сигнал/шум (ОСШ) на АР к входному ОСШ на отдельном элементе. Универсальное выражение для выигрыша при линейной пространственной обработке будет записано как:

$$G_0 = \sigma_s^{-2}\sigma_{Noise}^2 \frac{\boldsymbol{W}^+\boldsymbol{R}_S\boldsymbol{W}}{\boldsymbol{W}^+\boldsymbol{R}_{Noise}\boldsymbol{W}},\ \sigma_{Noise}^2 = \sigma_{wn}^2 + \sigma_n^2 \qquad (1)$$

где $\mathbf{R}_{\mathrm{S}} = \langle \mathbf{s}\mathbf{s}^+ \rangle$ ($\mathbf{R}_{\mathrm{Noise}} = \langle \mathbf{n}\mathbf{n}^+ \rangle$) – матрица пространственной когерентности сигнального $\mathbf{s}$ (шумового $\mathbf{n}$) поля на входе АР, $\mathbf{W}$ – весовой вектор, "+" – означает эрмитово сопряжение, $\langle \cdots \rangle$ – означает усреднение по времени. Эффективность стандартной обработки фазированной антенны сильно зависит от угла прихода сигнала θ_{S} и помехи θ_{N}, угла сканирования θ. Амплитудно-фазовое распределение для стандартной схемы обработки фазированной АР, которая отвечает фазированному накоплению сигнала по элементам, задается в виде распределения поля на антенне, сопряженного полю падающей плоской волны с некоторого угла θ с волновым числом k: $\mathbf{W}(\theta) = \exp\{ikd(\mathbf{N}-1)\sin\theta\}$. При дальнем распространении сигнала (помехи) сквозь случайно-неоднородную среду, матрицу пространственной корреляции можно представить как сложение матриц, отвечающих за когерентную и некогерентную компоненту поля

на входе АР. Когерентная компонента поля $\mathbf{R}_{\mathrm{SC}}$ ($\mathbf{R}_{\mathrm{NC}}$) характеризуется уровнем "остаточной" когерентности δ_{S} (δ_{N}), зависящим от дальности трассы распространения. Считаем, что угол пеленга на излучатель сигнала (помехи) меняется в некотором диапазоне, характеризующийся значением среднего угла прихода θ_{S} (θ_{N}) и дисперсией угла прихода $\sigma^2_{\mathrm{S}\theta}$ ($\sigma^2_{\mathrm{N}\theta}$). Используя известную модель плоской волны с флуктуирующим углом прихода, получим матрицу когерентности сигнала (помехи) описывающую рассеянную компоненту поля $\mathbf{R}_{\mathrm{SH}}$ ($\mathbf{R}_{\mathrm{NH}}$) и полную матрицу когерентности:

$$\begin{gathered} R_S = R_{SC} + R_{SH} = \sigma_s^2 \delta_S \boldsymbol{G_S J G_S^+} + \sigma_s^2 (1-\delta_S) \boldsymbol{G_S \widetilde{K}_S G_S^+}, \\ R_{\mathrm{Noise}} = R_{\mathrm{WN}} + R_{\mathrm{N}} = \sigma^2_{\mathrm{WN}} \mathbf{I} + \mathbf{R}_{\mathrm{NC}} + \mathbf{R}_{\mathrm{NH}}, \\ \widetilde{\boldsymbol{K}}_{S(\mathrm{N})ij} = \exp\left\{ -\left(k(i-j) d \sigma_{\mathrm{S(N)}\theta} \cos\theta_{\mathrm{S(N)}} \right)^2 / 2 \right\}, \end{gathered} \tag{2}$$

где $\mathbf{I}$ – единичная матрица, $\mathbf{J}$ – матрица единиц, $\mathbf{G}_{\mathrm{S}}$ ($\mathbf{G}_{\mathrm{N}}$) – диагональная матрица, элементы которой представляют вектор функции Грина $\mathbf{g}_{\mathrm{S}}$ ($\mathbf{g}_{\mathrm{N}}$), описывающей распространение поля от излучателя до элемента АР $\mathbf{g}_{\mathrm{S(N)}} = \exp\{ikd(\mathbf{N}-1)\sin\theta_{\mathrm{S(N)}}\}$.

Для определения выигрыша в случае метода фазированной решетки с аподизацией амплитудного распределения (оптимальный линейный метод) необходимо решить задачу по поиску собственных значений λ_i и собственных векторов матрицы $\mathbf{R}^{-1}_{\mathrm{Noise}}\mathbf{R}_{\mathrm{S}}$ [3-4]:

$$G_{LIN} = \lambda_1 \sigma_s^{-2} \sigma^2_{Noise}. \tag{3}$$

Метод субапертурной обработки – квадратичный метод, заключается в том, что АР делится нацело на подрешетки длиной N_{SUB}, каждая из которых фазируется в направлении угла θ, а затем вся совокупность подрешеток обрабатывается квадратично и происходит некогерентное сложение. Выражение для выигрыша при квадратичной обработке:

$$G_{SUB} = \sigma_s^{-2} \sigma^2_{Noise} \frac{Sp(\boldsymbol{A R}_S)}{Sp^{1/2}((\boldsymbol{A R}_{Noise})^2)}, \tag{4}$$

где $\mathrm{Sp}(\cdots)$ – след матрицы; $\mathbf{A}$ – матрица обработки сигнала на АР, в случае субапертурной обработки состоит из матриц обработки сигнала на подрешетках $\mathbf{A} = \mathrm{diag}\left(\mathbf{A}_1, \cdots, \mathbf{A}_l, \cdots, \mathbf{A}_{N/N_{\mathrm{SUB}}}\right)$, $\mathbf{A}_l = \mathbf{W}^+_{\mathrm{SUB}\,l}\mathbf{W}_{\mathrm{SUB}\,l}$, $\mathbf{W}_{\mathrm{SUB}\,l}(\theta) = \exp\{ikd(\mathbf{N}_{\mathrm{SUB}}-1)\sin\theta\}$.

Оптимальный квадратичный метод осуществляется путем формирования оптимальной весовой матрицы $\mathbf{A} = \mathbf{W}^+\mathbf{W}$. Определение выигрыша G_{OPT} достигается через решение задачи на собственные значения λ_i и собственные вектора матрицы $\mathbf{R}^{-1}_{\mathrm{Noise}}\mathbf{R}_{\mathrm{S}}$. При этом выигрыш можно записать как через матрицы когерентности [6], так и через собственные значения [3-4]:

$$G_{OPT} = \sigma_s^{-2} \sigma^2_{Noise} Sp^{1/2}\left(\left(\boldsymbol{R}^{-1}_{Noise} \boldsymbol{R}_S \right)^2 \right) \text{ или } G_{OPT} = \sigma_s^{-2} \sigma^2_{Noise} \sqrt{\textstyle\sum_i \lambda_i^2}. \tag{5}$$

Результаты численного моделирования и выводы

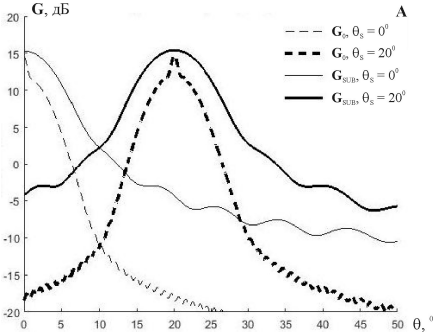


Рис. 1

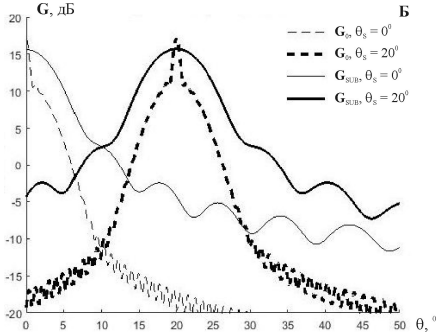


Рис. 2

Численное моделирование проведено для АР длиной $N = 128$ с межэлементным расстоянием $d = 5$ м, при настройке АР на длину волны $\lambda = 10$ м. В начале изучена "иерархия" методов обработки приемного сигнала на фоне белого шума (ОСШ $\sigma_s^2\sigma_{wn}^{-2} = -6$ дБ) в зависимости от углового положения источника ($\theta_S = 0^0$ и $\theta_S = 20^0$) при разных когерентных свойствах входного сигнала. На рис. 1 продемонстрированы выигрыши фазированной и субапертурной ($N_{SUB} = 16$) обработки в случае малого значения уровня когерентности ($\delta_S = 0.1$) и дисперсии угла $\sigma_{S\theta}^2$ прихода сигнала эквивалентной длине когерентности рассеянной компоненты $N_{Scor} = 10$. Размер подрешетки ($N_{SUB} \approx 1.5N_{Scor}$) выбран не случайно и определен ранее нами оптимальным для такого сигнала [9]. Масштабы когерентности сигнала влияют на $G_0(\theta)$ поразному: повышение уровня остаточной когерентности δ_S увеличивает значение выигрыша в направлении на источник, становятся заметны боковые максимумы диаграммы направленности (ДН); снижение эффективной длины когерентности N_{Scor} сглаживает зависимость, увеличивает ширину главного лепестка. Показано, что субапертурная обработка остается квазиоптимальной при увеличении среднего угла пеленга на сигнал, несмотря на рост длины когерентности рассеянной компоненты и уширения главного лепестка подрешеток и всей АР (эффективное уменьшение числа элементов). Выигрыш для линейной обработки с аподизацией составил примерно 14.5 дБ ($G_0 \approx G_{LIN}$), а для оптимальной квадратичной – 16.4 дБ, что лишь на 1 дБ выше субапертурной. При незначительном увеличении уровня $\delta_S = 0.3$ (больше порогового значения $\delta_{Sпорог} \approx 0.16$ [9]) показана смена эффективности методов (рис. 2): субапертурная обработка ($G_{SUB} \approx 15.6$ дБ) даже в случае оптимального размера подрешеток проигрывает стандартной фазированной обработке ($G_0 = 17$ дБ), которая становится практически оптимальной ($G_{LIN} \approx 17$ дБ, $G_{OPT} = 17.5$ дБ).

При наличии сильной интенсивной помехи (ОСШ $\sigma_s^2\sigma_n^{-2} = -20$ дБ), приходящей с угла $\theta_N = 40^0$, зависимость выигрыша в случае малого значения когерентной компоненты качественно изменяется. Дисперсия угла флуктуации прихода помехового поля меньше ($N_{Ncor} = 30$), чем у сигнала, а уровень остаточной когерентности выбран таким же ($\delta_N = \delta_S = 0.1$). Боковые максимумы ДН помехи снижают уровень выигрыша при фазированной и субапертурной обработке, что может привести к смене

иерархии квазиоптимальных методов. Тем не менее, при субапертурной обработке, несмотря на потери выигрыша при настройке подрешеток на средний угол прихода сигнала (если пеленг определить удастся), значение выигрыша в целом меньше зависит от наличия помехи, чем у выигрыша фазированной обработки. Оба метода по эффективности практически не уступают линейной обработке с аподизацией ($G_{\mathrm{LIN}} \approx 28.7$ дБ), и проигрывают оптимальной обработке на 2 дБ.

Таким образом, в данной работе на примере численного моделирования показана смена иерархии эффективности рассмотренных методов пространственной обработки сигнала, описываемого двухмасштабной моделью пространственной когерентности, в зависимости от совокупности параметров, к которым относятся: параметры сигнала и помехи (длина когерентности, величина "остаточной" когерентности, средний угол пеленга на источник, дисперсия флуктуаций угла прихода), геометрические размеры АР и размер её подрешетки.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ по гранту № 20-19-00383.

[1] Флатте С. Распространение звука во флуктуирующем океане. – М.: Мир, 1982. С. 329.
[2] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. – М.: Наука, 1978. С. 463.
[3] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. – М.: Радио и связь, 1986. С. 448.
[4] Малеханов А.И., Таланов В.И. // Акуст. журн. 1990. Т. 36, № 5. С. 891.
[5] Gorodetskaya E.Yu., Malekhanov A.I., Sazontov A.G., Vdovicheva N.K. // IEEE J. Ocean. Eng. 1999. Vol. 24, № 2. P. 156.
[6] Morgan D.R., Smith T.M. // J. Acoust. Soc. Am. 1990. Vol. 87, № 2. P. 737.
[7] Jin Y., Friedlander B. // Signal Processing, IEEE Transactions on. 2005. Vol. 53, № 1. P. 13.
[8] Shao X., Sun C. // В кн.: Proceedings of 2016 IEEE/OES China Ocean Acoustics (COA 2016). – 2016. P. 903.
[9] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // В кн.: СПб.: Труды XIV Всероссийской конференции "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики" – СПб., 2018. С 361.

ИЗМЕРЕНИЕ СДВИГОВОГО ЗАТУХАНИЯ В МЯГКИХ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АКУСТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ VERASONICS

А.Е. Спивак, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Различные процессы, такие как воспаление, фиброз, отек и образование раковых клеток - все это способствует изменению материальных свойств органов. Для выявления данных изменений с точки зрения вязкоупругих характеристик применяются различные методы ультразвуковой диагностики, имеющие общее название, эластография. Особую популярность имеют методы эластографии сдвиговой волной, такие как Shear Wave Elasticity Imaging (SWEI) и Supersonic Shear Imaging (SSI) [1]. Однако измерение только скорости сдвиговой волны и модуля Юнга недостаточно для изучения свойств скелетной мышц, а также жидкостных образований в организме (киста). В связи с этим проводятся работы по выявлению возможности измерения затухания в среде и вязкости. Особый интерес представляет измерение данных характеристик с использованием данных, уже полученных при работе методов эластографии сдвиговой волной, а именно измерение затухания сдвиговой волны или сдвигового затухания. За основу взят метод Shear Wave Elasticity Imaging (SWEI), реализованный на акустической системе Verasonics [2].

Одним из основных пунктов реализации метода SWEI на Verasonics является методика регистрация распространения сдвиговой волны по смещениям частичек среды. Максимумы смещения соответствуют положению волны в данной точке в определенный момент времени. Если пронаблюдать за функциями смещения частичек, находящихся на пути распространения волны, можно наблюдать уменьшение амплитуды максимума функции с расстоянием и его сдвига по времени. Это соответствует затуханию сдвиговой волны по мере распространения в среде (см. рис.).

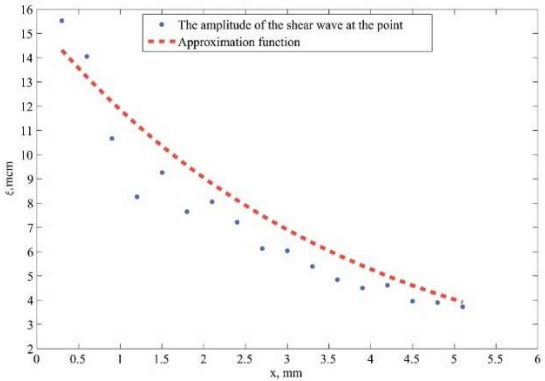


Рис.

Затухание сдвиговой волны с расстоянием описывается по экспоненциальному закону:

$$A_2 = A_0 e^{-\alpha x}, \qquad (1)$$

где A_2 и A_0 – амплитуда волны в определенной координате и начальная амплитуда волны соответственно, x – путь пройденной волной из точки 0 в точку 2, α – коэффициент затухания. Зная значения амплитуды волны на каждом отдельном участке, а также расстояние, которая волна проходит между ними, можно вычислить мгновенное ослабление волны на каждом отдельном участке α_k.

$$\alpha_k = \frac{1}{(x_{k+1} - x_k)} ln\left(\frac{A_k}{A_{k+1}}\right), \quad (2)$$

Взяв среднее от получившихся значений ослабления волны на всем пути её следования, получаем значение затухания сдвиговой волны α.

$$\alpha = \sum_k \frac{\alpha_k}{k} \quad (3)$$

Для тестирования и отладки алгоритма подсвета коэффициента затухания сдвиговой волны была проведена серия экспериментов с использованием калиброванных фантомов CIRS MODEL 049 и MODEL 049A, в ходе которых были измерены 3 типа включений-сфер и включений-цилиндров соответственно. Результаты представлены в таблице 1.

Табл. 1

Type	Модуль Юнга, E, кПа	Сдвиговое затухание, α, 1/см
CIRS MODEL 049 ELASTICITY QA PHANTOM – SPHERICAL		
Background	17,45	0,25
I	10,29	0,24
II	8,62	0,25
III	33,82	0,32
CIRS MODEL 049A ELASTICITY QA PHANTOM – STEPPED CYLINDER		
Background	17,63	0,27
I	7,62	0,27
II	10,92	0,24
III	18,06	0,30

Стоит отметить, что в данный фантомах объекты (включения), как и среда, изготовлены из одного материала – Zerdin. Они отличаются лишь за счет размеров, глубины заложения и упругости (модуль Юнга). Производитель утверждает, что у среды и у включений ультразвуковое затухание имеет одно значение – 2,5 дБ/см. Как видно из приведенных результатов измерения, сдвиговое затухание в зависимости от включения имеют схожие значения, в среднем 0,27 1/см. Это схоже с утверждением производителя фантомов с точки зрения вариации значения затухания, что позволяет утверждать о корректности работе алгоритма.

Также было проведено измерение сдвигового затухания ультразвуковом фантоме молочной железы BP1901 фирмы Blue Phantom [3]. Результаты приведены в таблице 2. Как и следовало ожидать, в данном фантоме значение сдвигового затухания отличается в зависимости от типа объекта. Особенно это заметно на примере гиперэхоген-

ных и гипоэхогенных объектов. Сильное затухание у объектов 2-го типа объясняется жесткой оболочкой, который они покрыты.

Табл. 2

Объект	Модуль Юнга, E, кПа	Сдвиговое затухание, α, 1/см
Background	47,73	0,30
Гиперэхогенные объекты		
1	236,81	0,19
5	130,03	0,11
11	105,69	0,16
Гиперэхогенные объекты с жесткой оболочкой		
3	39,39	0,40
10	69,21	0,43
Гипоэхогенные объекты		
4	31,55	0,31
7	56,43	0,31
Изоэхогенные объекты		
6	34,67	0,22

По итогам, можно утверждать, что была разработана модель измерения сдвигового затухания. Однако в ходе работы над ней было выявлено несколько моментов. Модель является достаточно чувствительной к глубине, на которой ведется вычисление сдвигового затухания. Особенно хорошо это видно на глубине 2,9 см и более. Также данная модель в текущем состоянии не пригодна к применению при работе с методом SSI из-за её модели определения скорости сдвиговой волны в точке [4].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание No. 0729-2020-0040).

[1] Bercoff J., Tanter M., Fink M. // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 2004. Vol. 51. P. 396.
[2] Демин И. Ю., Лисин А. А., Спивак А. Е., Шнейдман Д. Д. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2018. № 6. 1860101 С. 1.
[3] Демин И.Ю., Симонов А.Е., Спивак А.Е., Лисин А.А., Рыхтик П.И., Сафонов Д.В. // В кн.: Труды XXIII научной конференции по радиофизике. 13–21 мая 2019 г./ Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 446.
[4] Спивак А. Е., Демин И. Ю., Лисин А. А., Симонов А.Е. // Учен. зап. физ. факта Моск. ун-та. 2019. № 5. 1950102 С. 1.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ НАКЛОННОМ АКУСТИЧЕСКОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОКЕАНИЧЕСКОГО ДНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДИСКРЕТНЫЕ СЛУЧАЙНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ

А.В. Тюлькин, И.Ю. Грязнова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для исследования свойств дискретных случайных неоднородностей широко используется обратное рассеяние акустических сигналов. Например, в задачах поиска и обнаружения железомарганцевых конкреций (ЖМК) на поверхности океанического дна применяются различные методы акустического зондирования. Наиболее простым и удобным способом является вертикальное зондирование дна, содержащего случайные вкрапления. Однако при нормальном падении зондирующих импульсов на дно не исключено заметное влияние сигнала, отраженного непосредственно от донной поверхности, подстилающей железомарганцевые конкреции.

Другим методом исследования донной поверхности является применение гидролокатора бокового обзора. Важно, что влияние коэффициента отражения от подстилающей неоднородности подложки минимально, если океаническое дно находится под углом относительно приёмо-передающего устройства.

Так на рис.1 схематически изображено сканирование наклонного дна. 1 – поверхность воды, 2 – излучатель-приемник, 3 – основной лепесток диаграммы направленности, 4 – морское дно, 5 – рассеиватели.

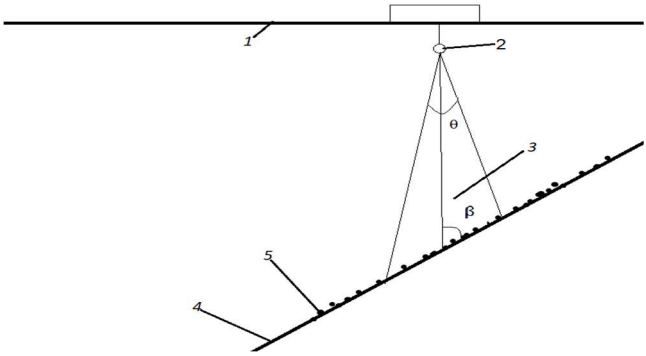


Рис. 1

В рассматриваемых случаях достигается прием в основном некогерентного рассеяния, интенсивность которого пропорциональна средней концентрации рассеивателей. И хотя выбор наклонного падения сигналов на плоскость дна позволяет избавиться от “прямого” отражения от подстилающего неоднородности поверхности, но сигнал от интересующих исследователей с точки зрения диагностики рассеивателей становится гораздо слабее. Для качественной оценки средней интенсивности обратного рассеяния предположим, что неоднородности случайным образом, но в среднем равномерно расположены на плоскости дна, а ось диаграммы направленности источ-

ника-приемника составляет угол β с нормалью к плоскости дна. Расчеты показывают, что при фиксированном угле β средняя интенсивность обратного рассеяния ⟨I⟩ имеет нарастающую зависимость от средней концентрации рассеивателей ⟨n⟩ (см. рис. 2).

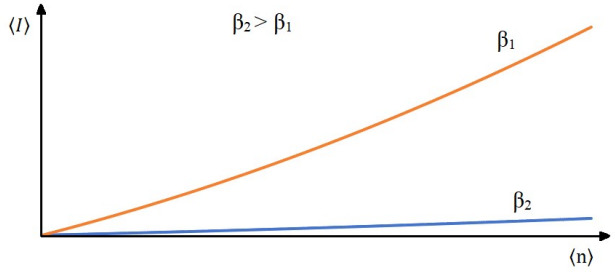


Рис. 2

Однако при физическом моделировании наблюдалась обратная картина: сначала с увеличением числа неоднородностей происходит рост интенсивности обратного рассеяния, а затем, когда их количество превышает некоторое число, интенсивность уменьшается (см. рис. 3). Этот результат может быть объяснен так называемым эффектом затенения, когда при достаточно плотной упаковки дискретных неоднородностей соседние рассеиватели начинают “затенять” друг друга, что и приводит к уменьшению интенсивности обратного рассеяния. Численное моделирование показывает, что положение координаты максимума этой кривой определяется углом скольжения зондирующих лучей (например, при $\beta = 30^0$ ⟨n⟩=0,183 и при $\beta = 45^0$ ⟨n⟩=0,337).

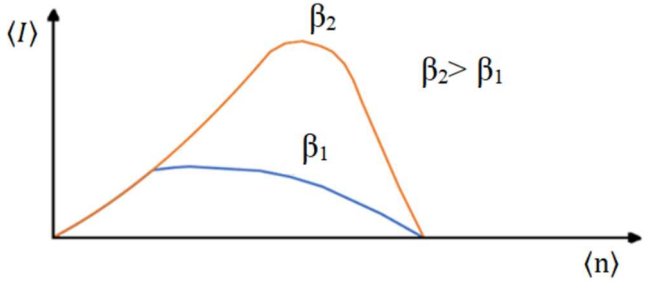


Рис. 3

Таким образом, при наклонном зондировании донных дискретных неоднородностей типа ЖМК необходимо принимать во внимание многократное рассеяние акустических сигналов и учесть влияние эффектов затенения от соседних частиц.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ НА КРУГЛОМ ОТВЕРСТИИ

С.Н. Гурбатов[1)], В.В. Курин[1)], Д.А. Касьянов[2)], М.С. Дерябин[1, 2)], А.В. Тюрина[1)]

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

Распространение интенсивных акустических волн с учетом дифракционных эффектов описывается уравнением Хохлова-Заболотской-Кузнецова (см., например, [1]):

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left(\frac{\partial u}{\partial z}-\frac{\beta}{c^2}u\frac{\partial u}{\partial\tau}-\frac{b}{2\rho c^3}\frac{\partial^2 u}{\partial\tau^2}\right)=\frac{c}{2}\Delta_\perp u, \qquad (1)$$

где u – колебательная скорость в акустическом пучке, распространяющемся вдоль координаты z, c – скорость звука в среде, β – параметр нелинейности, b – параметр затухания в среде, $\tau = t - z/c$, t – время, ρ – плотность среды, r – поперечная координата, $\Delta_\perp = \partial^2/\partial r^2 + 1/r\cdot\partial/\partial r$. Уравнение (1) решалось численно с помощью разработанной ранее программы, основанной на «спектральном» методе, описанном в [2].

В данной работе проводилось численное моделирование и сравнение с результатами эксперимента дифракции пилообразных акустических волн на круглом отверстии. На рис. 1 изображена схема проведения измерений [3]. Цифрой *1* изображен излучатель, работающий в импульсном режиме. На расстоянии 250 мм от апертуры излучателя располагался экран *2* с отверстием, имеющим диаметр 2 мм.

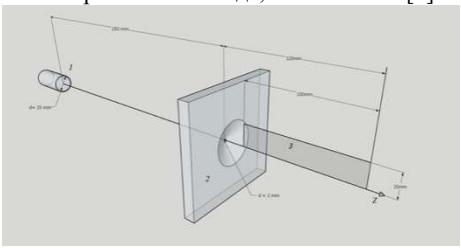


Рис. 1

Расстояние между излучателем и экраном выбиралось таким образом, чтобы к дистанции распространения акустического сигнала до экрана в профиле волны формировался пилообразный фронт, и чтобы экран располагался за последним дифракционным максимумом распределения поля на оси излучателя Z (см. рис. 2).

На рис. 2 изображено распределение амплитуды акустического давления регистрируемого сигнала, создаваемого излучателем вдоль акустической оси в отсутствии экрана. Измерения проводились при малых амплитудах акустического сигнала. Штриховой линией приведены данные теоретического расчета с помощью линейной теории дифракции, точками – экспериментальные данные. Стрелкой на рис. 2 указано расположение экрана.

Измерения и численное моделирование проводились в плоскости *3*, касающейся акустической оси излучателя и имеющей размеры 100 мм на 20 мм. Область измерений располагалась на расстоянии 20 мм от экрана.

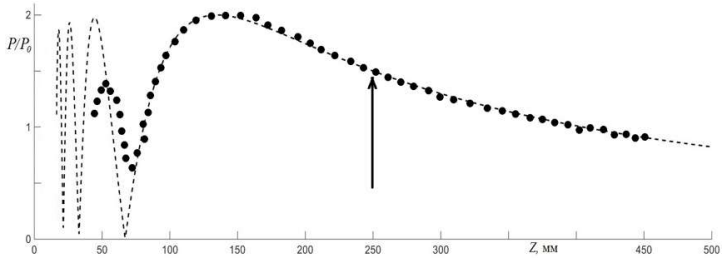


Рис. 2

Моделирование осуществлялось в три основных этапа: рассчитывалось распределение поля акустического давления по плоскости, перпендикулярной акустической оси излучателя и расположенной на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя (дистанция как в эксперименте), затем накладывался пространственный фильтр, имитирующий воздействие отверстия. Далее полученное поле использовалось в качестве начальных условий, и рассчитывалось дальнейшее распространение профиля волны.

На рис. 3 изображено поперечное распределение спектральной амплитуды 1-ой, 2-ой и 10-ой гармоник пилообразного профиля волны на расстоянии 250 мм от апертуры излучателя. Амплитудные распределения нормированы к единице, на эти распределения наложена форма пространственного фильтра $f(r)$, имитирующего дифракцию волнового пучка на круглом отверстии диаметром 2 мм. Как видно из рис. 3, характерная ширина падающего на отверстие пучка существенно больше 2 мм даже на высокочастотных гармониках, то есть размер отверстия существенно меньше характерной ширины пучка и сопоставим с длиной волны первой гармоники.

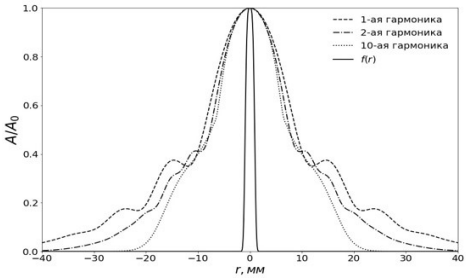


Рис. 3

На рис. 4 приведены результаты численного моделирования продифрагированной на круглом отверстии пилообразной волны с помощью уравнения ХЗК (1) и в квазилинейном случае при β=0. Профили волн и их амплитудные спектры в двойном логарифмическом масштабе построены для дистанций 2, 4, 8 и 12 см. Моделирование, проведенное с помощью уравнения ХЗК, хорошо описывает изменение формы профиля продифрагированной волны. Линейная теория дифракции дает иную форму профиля: сигнал имеет более короткий положительный полупериод, при этом крутизна ударного фронта в профиле волны быстро размывается по мере распространения. На спектральной характеристике данные процессы выражаются в резком спадании высокочастотных гармоник. Таким образом, нелинейные эффекты оказывают существенное влияние на профиль и спектр акустической волны, по мере распространения происходит подкачка энергии ВЧ компонент спектра, тем самым компенсируется их дифракционная расходимость. Можно отметить некоторое отличие эксперименталь-

ных данных от результатов моделирования, заключающееся в наличии плавного подъема амплитуды сигнала перед ударным фронтом (показано стрелкой). Это связано с низкочастотными компонентами сигнала, прошедшими через экран, но не испытавшими в полной мере дифракцию на отверстии, так как экран не является абсолютно не проницаемым для акустического сигнала, особенно вблизи отверстия, из-за тонких стенок пенопласта по сравнению с длинами волн первой и второй гармоник.

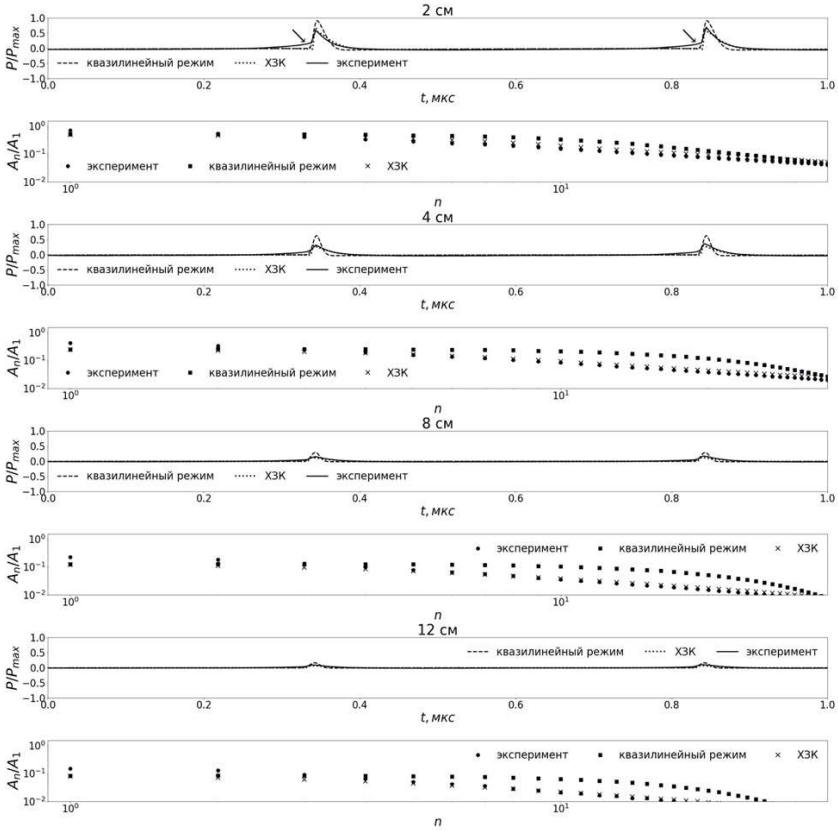


Рис. 4

Для более детального исследования нелинейных и дифракционных эффектов в интенсивных акустических пучках, дифрагирующих на круглом отверстии, было проведено дополнительное численное моделирование для отверстия меньшего диаметра в 1 мм. Для этого было рассмотрено 3 модели: решение уравнения ХЗК, квазилинейный режим (как в случае с отверстием диаметра 2 мм) и комбинационная модель: на 1 этапе моделировался линейный режим распространения, а на 2 этапе решалось уравнение Бюргерса как частный случай уравнения ХЗК в отсутствии дифракции

($\Delta_\perp$=0). Моделирование проводилось для расстояний, равных 4 см, 8 см и 12 см (см. рис. 5).

Из рис. 5 видно, что комбинационная модель двух режимов достаточно точно описывает профили продифрагированных волн. Кроме того, для всех трех расстояний можно выделить одинаковую характерную дистанцию линейной дифракции, равную 2 см, после чего начинают сказываться нелинейные эффекты.

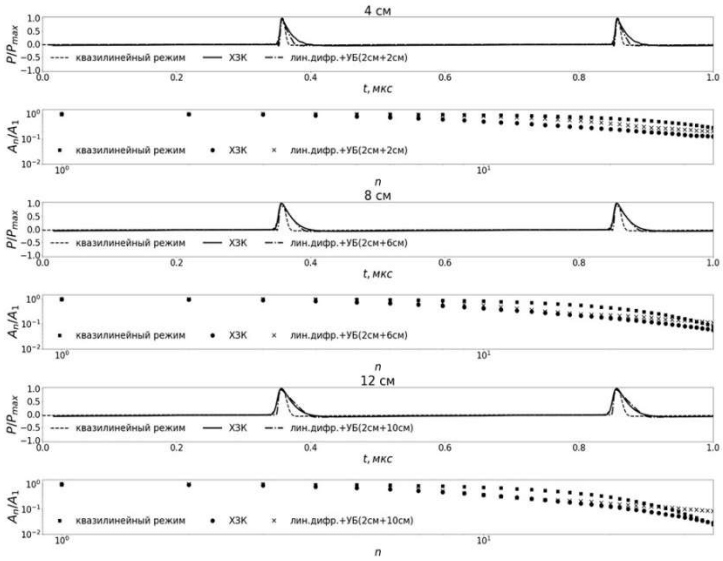


Рис. 5

Таким образом, в данной работе приведены некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований дифракционных эффектов в интенсивных пилообразных пучках, испытывающих дифракцию на круглом отверстии. В результате исследований показано, что нелинейные эффекты оказывают существенное влияние на профиль и спектр волны несмотря на дифракционную расходимость после прохождения отверстия.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 19-12-00256.

[1] Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – Москва: Наука, 1975. 287 с.

[2] Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В., Гарасев М.А. // Радиофизика. 2015. Т. 58, № 12. С. 1052.

[3] Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А., Курин В.В. // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 3. С. 235.

3D ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ПЛАВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ОСАДОЧНОЙ ДОННОЙ ТОЛЩЕ

Ю.М. Заславский[1)], В.Ю. Заславский[1, 2)]

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

Введение

Донные пограничные волны Рэлея–Шолте (поверхностный тип волн), распространяющиеся в мелководной акватории, исследуются в ряде работ [1-3] при упругих параметрах, неизменных вглубь дна. В работе [4] теоретически анализируются характеристики поверхностных волн нерэлеевского типа, распространяющихся с низкими скоростями вдоль границы в условиях плавной стратификации донной среды.

При исследовании предполагается гидроакустический бассейн 25 м глубины, в котором монополь, погруженный в воду на глубину 15 м, приподнят над дном на 10 м и излучает одиночные видеоимпульсы гауссовой формы длительностью 5 мс. Амплитудные характеристики монополя не представлены, поскольку в линейном приближении они не существенны для анализа. Используются две модели стратификации дна, позволяющие выполнить сравнительный анализ.

Первая модель донной среды и волновые отклики

Первой рассматривается модель, в которой стратификация дна имеет вид, подобный рассмотренному в [4]: модуль Юнга нарастает вглубь по линейному закону $E \sim const \cdot z$, причем квадрат скорости волн сдвига с глубиной также растет линейно, коэффициент Пуассона монотонно падает, а остальные параметры остаются постоянными $\rho = const$, $c_l = const$. Ниже горизонта на глубине $z = 25$м все параметры донной среды остаются неизменными, равными достигнутым значениям.

- На рис.1 представлена плоскость, на которой синтетические волновые отклики располагаются в виде «строчка под строчкой». Предполагается, что сигналы регистрируются донными сейсмическими либо гидроакустическими датчиками давления в пунктах, расположенных последовательно и эквидистантно вдоль линии вблизи границы на удаление от источника с шагом 5 м. Донные – заглублены в сторону дна, гидроакустические – в сторону жидкости. По первым вступлениям импульсов-откликов строятся волновые годографы, на основе которых выполняется интерпретация полной волновой совокупности, генерируемой пульсирующим источником. Принадлежность приходящих волн тому или иному типу можно интерпретировать с помощью годографов, по которым определяется скорость распространения. Скорость вычисляется как тангенс угла наклона линий, соединяющих моменты вступления в ближайшие точки регистрации волновых импульсов, соответствующих одинаковым фазам колебаний на осциллограммах, которые представлены в виде «строчка под строчкой». Годограф №1, представленный жирной прямой на рис.1, проведен по первым вступлениям импульсов, приходящих по времени раньше других и образующих линию с наклоном, соответствующим скорости распространения $c = 1500$ м/с. Этот годограф отождествляется с гидроакустической волной. Следующий импульс

(вместе с аналогичными, поступающими на соседние датчики), приходящий с увеличенной задержкой по времени на ближайший к источнику датчик, образует годограф №2. Годограф №2 характеризуется более крутым наклоном и соответствует пограничной волне Рэлея-Шолте, распространяющейся со скоростью $c_{R-Sch} = 2600$ м/с. Третий годограф №3 образуется совокупностью импульсов, подобных второму (и аналогичными на соседних датчиках), но с интервалом в задержке относительно второго $\tau \approx 15$мс. Импульсы двух последних (№2, №3), имеющие полярность, противоположную гидроакустическому, образуют дублет волн Рэлея-Шолте. Волны в дублете, распространяясь с более высокой скоростью, догоняют гидроакустическую на некоторой дистанции от источника.

Вторая модель донной среды и волновые отклики

Далее рассматривается вторая модель с несколько другим видом стратификации дна, чем представленная выше. Предполагается, что коэффициент Пуассона в дне остается постоянным и соответствует случаю водоподобной среды, а квадрат скорости распространения обеих волн (продольных и поперечных) линейно нарастает с глубиной, при этом на границе с водой имеет место скачок скорости продольных волн, что является идеализацией. Параметры дна принимают следующие значения: плотность $\rho = 2.73$ г/см^3, коэффициент Пуассона $\nu = 0.49$, кроме того, предполагается, что $c_l^2 = 102 \cdot 10^2 \cdot z$, $c_t^2 = 2 \cdot 10^2 \cdot z$, где координата z имеет своим началом границу вода-дно, а соответствующая ось направлена вглубь донной толщи. На глубине 25 м под указанной границей скорости упругих волн достигают значений $c_l = 504.975$ м/с, $c_t = 70.7$ м/с и остаются постоянными**.**

На рис.2 демонстрируется волновое поле в виде набора синтетических сейсмограмм, построенных по результатам моделирования осциллограмм-откликов на акустическое импульсное воздействие монополя в условиях второй модели. Сейсмограммы, соответствуют волновым откликам (акустическое давление), регистрируемым в приемных точках, расположенных в жидкости (на удалении 0.5 м от донной границы) последовательно в линию с шагом 5 м. Годографы №2 и №3 соответствуют приходу пары волн Рэлея-Шолте со скоростью распространения 2600 м/с. Близость значений скорости волн поверхностного типа для обеих моделей дна свидетельствует о доминирующем вкладе сдвиговой упругости, поскольку основное различие в условиях генерации волн заключено в неодинаковой упругости среды в этих моделях на объемное сжатие, влияющей на скорость продольных волн, при этом поперечная податливость не затронута. Длительность взаимной задержки импульсов в дублете равна 20 мс и совпадает со временем прохождения водного бассейна глубиной 25 м вверх и вниз с указанной скоростью. Каждая пара представляет собой импульсы, инвертированные один по отношению к другому по форме, в отличие от предыдущего случая, в котором импульсы в дублете сфазированы. Такая особенность должна быть принята во внимание, поскольку указывает на возможность использования в качестве признака диагностики характера стратификации дна.

Сравнительный анализ

Общим свойством, характерным для обеих моделей стратификации, является различие в скорости спада амплитуды (или уровня) гидроакустических волн и волн Шолте по мере распространения. Гидроакустическая волна, несмотря на отсутствие диссипации, не принимаемой во внимание в расчетах (при моделировании), спадает достаточно резко. Волны Шолте при распространении спадают заметно медленнее и уже на последних отрезках трассы доминируют по уровню над импульсами гидроакустической волны. Гидроакустическая волна является объемной, уходящей вглубь, в отличие от поверхностного типа волн дублета, припасованных к границе. Это еще одна особенность, которая указывает на возможность использования волн Шолте в качестве признака диагностики присутствия источника волновых возмущений, локализованного в некоторой точке в прибрежной акватории, что отмечалось и в других исследованиях.

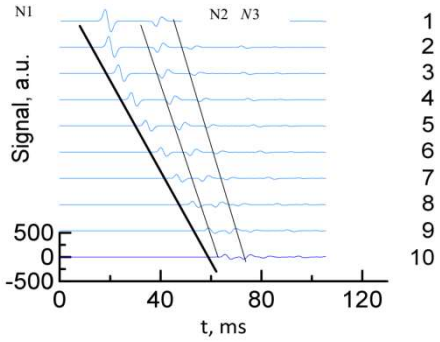


Рис. 1

Анализ вышеизложенных вопросов с использованием моделей, в которых плавная стратификация распространяется на более глубокие горизонты, показывает наличие особенностей, требующих обсуждения в последующих работах.

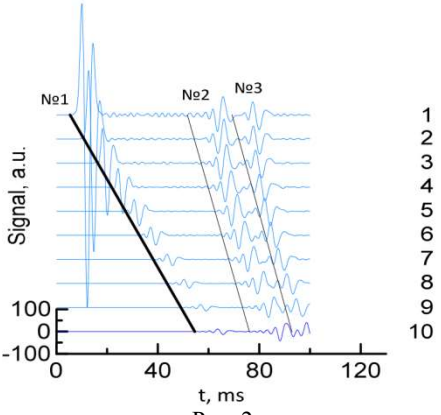


Рис. 2

Важно отметить специфику результата, полученного при численном моделировании на примере малоглубинного бассейна. Показано присутствие дублета пограничных волн, распространяющихся с более высокой скоростью, чем гидроакустические. Выявленные особенности могут найти практическое применение. Так, по точке пересечения годографов, соответствующей одномоментному приходу волн разных типов, определяется глубина погружения источника. Величина временной задержки волн в дублете используется при реконструкции донного строения и диагностике его упругих параметров.

Заключение

В итоге, по результатам 3D-численного моделирования и путем построения годографов на поле синтетических сейсмограмм показано, что монополем, пульсирующим

в акватории шельфа, возбуждается гидроакустическая волна и пара (или дублет) донных пограничных волн Рэлея-Шолте. Генерация волн Шолте происходит как в условиях скального грунта, так и при наличии в донной среде осадочного рыхлого слоя, имитируемого плавной стратификацией упругих параметров, нарастающих по величине в глубину. Моделирование пограничных волн выполнено на примере донной среды с двумя видами скоростных разрезов. Можно придти к заключению, что для решения задач дистанционного зондирования среды, а также для обнаружения малозаметных источников в прибрежной акватории и удаленного контроля за их пространственным перемещением, необходима селективная регистрация волн каждого типа. Моделирование с использованием типичных для мелководной акватории физических характеристик донной толщи, распределения глубин в шельфовых районах и последующий анализ гидроакустических и пограничных волн с выделением информативных волновых признаков позволит определить необходимые их связи с диагностируемыми параметрами среды и источников, что обеспечит надежную основу для выработки алгоритмов, используемых в морской сейсморазведке (дистанционное зондирование) и в задачах удаленного контроля.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035-2019-0019).

[1] Касаткин Б.А., Злобина Н.В., Касаткин С.Б. // Подводные исследования и робото-техника. 2018. № 2 (26). С. 55.
[2] Касаткин Б.А., Касаткин С.Б. // В сборнике: Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики Труды XIV Всероссийской конференции. Сер. "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики" 2018. С. 331.
[3] Акопова С.С., Бирюков Е.А., Григорьев А.Г., Тихоцкий С.А., Шур Д.Ю. // Вопросы инженерной сейсмологии. 2016. Т. 43, № 4. С. 77.
[4] Годин О.А. // Акуст. журн. 2007. Т. 53, вып.6. С. 809.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ СПЕКЛ-СТРУКТУРЫ ОКТ-СКАНОВ ПРИ РЕГУЛЯРНЫХ И СЛУЧАЙНЫХ ДВИЖЕНИЯХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ В КОНТЕКСТЕ РАЗВИТИЯ ОКТ-АНГИОГРАФИИ

А.А. Зыков[1), 2)], А.Л. Матвеев[2)], Л.А. Матвеев[2)], В.Ю. Зайцев[2)]

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

Введение

Оптическая когерентная томография (ОКТ) находит широкое применение в медицинской диагностике. При этом полезную информацию о биоткани можно извлекать не только из непосредственно получаемых структурых ОКТ изображений, но и проводя более глубокий анализ статистических свойств спекловой структуры ОКТ сканов. Например, на основе корреляционнго анализа серий ОКТ-сканов визуализируют сеть кровеносных сосудов [1], определяют вязкость жидкостей [2], размеры частиц, плавающих в жидкости [3], и др. Для этого необходимо связать реконструируемые характеристики с тем, как функция корреляции изменяется во времени. Влияние броуновского и потокового движений точечных рассеивателей на закон изменения корреляции хорошо изучено [4]. Для реального кровотока ситуация является более сложной. Основными рассеивателями в крови являются эритроциты. Их размеры не малы по сравлению с длиной волны, геометрия существенно анизотропна (т.к. по форме они напоминают диски), и закон их движения также довольно сложен. На практике невозможно организовать эксперимент, в котором можно изолированно изучить, как влияют те или иные типы движений эритроцитов на закон изменения корреляции в широком диапазоне различных параметров. Поэтому предлагается сделать это в численном эксперименте. Преимуществом такого подхода является то, что можно не только изменять параметры в широком диапазоне значений, но и разделить «неразделимые» виды движений, как броуновское вращательное и поступательное движения частиц. В данной работе исследовались простейшие типы движений эритроцитов: потоковое смещение, броуновское поступательное и вращательное движения. Результаты согласуются с известными аналитическими формулами и с экспериментально получаемыми результатами, а так же показывают новую функциональную зависимость при броуновском вращении эритроцитов.

Описание эксперимента

Для моделирования ОКТ изображений применяется модель получения одномерных ОКТ изображений – А сканов, описанная в [5]. Для спектра зондирующего сигнала с центральным волновым числом k_0 и набора точечных рассеивателей с амплитудой рассеивания A_j и координатами z_j комплексная амплитуда q-го пикселя А скана будет определяться как:

$$A(q) = \sum_j \sum_n S(k_n) A_j exp(-i2k_n z_j)\, exp\left(i\frac{2\pi n}{H} z_q\right), \qquad (1)$$

где H – максимальная глубина зондирования, $k_n = k_0 + 2n\pi/H$ – волновое число n-ой

гармоники спектра зондирующего сигнала, n изменяется в пределах от -(N-1)/2 до (N-1)/2, z_q – координата центра q-го пикселя, $S(k_n)$ – аподизационный множитель. Суммирование происходит по всем гармоникам и рассеивателям.

Получаемые А сканы являются одномерными, поэтому двумерное изображение состоит из соседних неперекрывающихся А сканов. Поэтому в горизонтальной плоскости возможно только дискретное движение рассеиваетлей «скачком» от одного А скана к другому. Как следствие, в ходе численного эксперимента рассматриваются только вертикальные движения рассеивателей, т. к. их координата может меняться непрерывно. Несмотря на простоту данного приближения, такая модель позволяет наблюдать все качественные зависимости корреляционной функции от времени.

Как упоминалось выше, в кровеносных сосудах наибольший вклад во флуктуации регистрируемого сигнала и следственно декорреляцию сигнала вносит движение эритроцитов. Они имеют двояковогнутую форму, у которой нет точного аналитического описания. Но основное рассеяние оптического сигнала происходит «на краях» эритроцитов. Поэтому разумной аппроксимацией эритроцита, позволяющей учесть основные типы движений в двумерной модели, будет «гантель» длины равной средней длине эритроцита с двумя точечными рассеивателями на краях (рис. 1).

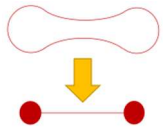


Рис. 1

В модели [5] пучок оптического зондирующего сигнала аппроксимируется цилиндром, у которого амплитуда и фаза не зависят от поперечной координаты. Поэтому горизонтальные координаты гантели не учитываются, принимаемый сигнал зависит только от вертикальных координат рассеивателей. Это означает, что при невертикальном положении эритроцита берётся проекция его положения на вертикальную ось (рис. 2). Положение эритроцита с номером n задаётся двумя координатами: координатой центра (z_{Cn}) и углом поворота относительно вертикальной оси (φ_n) (рис. 2).

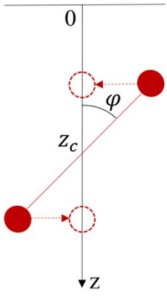


Рис. 2

Основными элементарными типами движения эритроцитов в сосудах являются потоковое смещение и броуновское движение, которое можно разделить на броуновское вращательное и броуновское поступательное движения. Рассмотрим подробнее их моделирование:

1) Потоковое смещение эритроцитов. Все эритроциты, не поворачиваясь ($\varphi_n = const$), смещаются с постоянной скоростью. $z_{Cn}(t+\tau) = z_{Cn}(t) + V * \Delta t$, где V – скорость потока, Δt — временной интервал между последующими B сканами.
2) Броуновское поступательное движение эритроцитов. В этом случае отсутствует вращательное движение ($\varphi_n = const$), а положение центров гантелей изменяется случайным образом с гауссовым распределением вероятности смещения:
$z_{Cn}(t+\tau) = z_{Cn}(t) + \Delta z_n$
$\rho(\Delta z_{Cn}) = \frac{1}{\sigma_{\Delta z}\sqrt{2\pi}} * \exp(\frac{-(\Delta z_{Cn} - z_{Cn})^2}{2\sigma_{\Delta z}})$,
где $\sigma_{\Delta z}$ – дисперсия смещений эритроцитов.

3) Броуновское вращательное движение эритроцитов. Центры эритроцитов остаются неподвижными ($z_{Cn} = const$), а ориентация эритроцитов изменяется случайным образом с гауссовым распределением вероятности изменения угла:

$\varphi_n(t+\tau) = \varphi_n(t) + \Delta\varphi_n;\ \rho(\Delta\varphi_n) = \frac{1}{\sigma_{\Delta\varphi}\sqrt{2\pi}} * \exp\left(\frac{-(\Delta\varphi_n - \varphi_n)^2}{2\sigma_{\Delta\varphi}}\right)$, где

$\sigma_{\Delta\varphi}$ – дисперсия изменения углов поворотов эритроцитов. Начальные положение и ориентация эритроцитов во всех трёх случаях случайные.

Коэффициент корреляции вычисляется по всему сосуду между первым В сканом (t=0) и каждым последующм В сканом ($t=t_n$):

$$K(\tau) = \frac{\langle B^*(t)B(t+\tau)\rangle}{\sqrt{\langle|B(t)|^2\rangle\langle|B(t+\tau)|^2\rangle}}, \text{где} \qquad (2)$$

$\langle\ \rangle$ – усреднение по окну размером MxN, B*(t) – комплексное сопряжение, B(t) – B скан в момент времени t, τ – временной интервал между изображениями.

Ожидаемыми результатами были зависимости вида $K \sim \exp(-at^n)$. Для более наглядной демонстрации соответствия аппроксимирующей зависимости и расчетного коэффициента межкадровой корреляции их графическое представление приводилось к виду линейной зависимости с использованием логарифмических осей и представлением коэффициента корреляции в зависимости от времени оси времени в масштабе t^n.

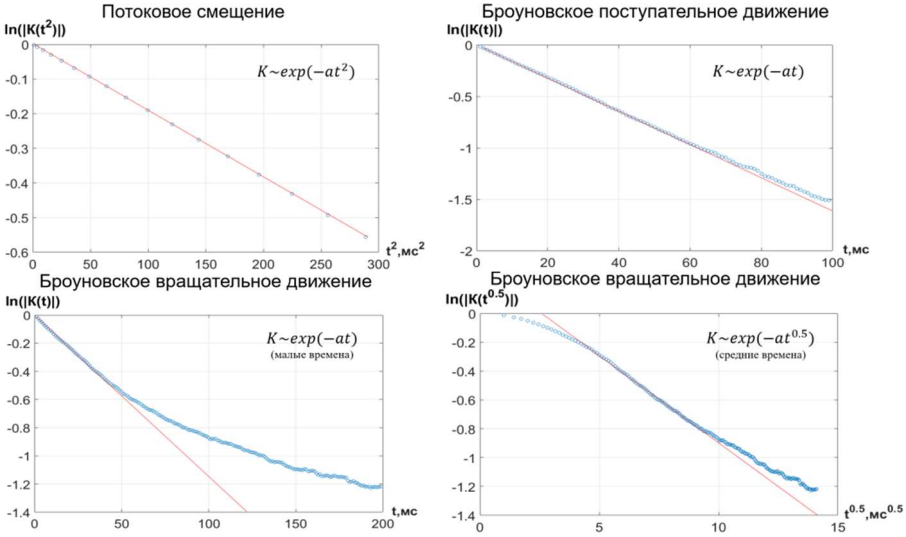


Рис. 3

Результаты

На рис. 3 представлены результаты численного эксперимента. На графиках изображены «распрямлённые» зависимости логарифма модуля коэффициента корреляции

от времени в различной степени. Синие линии – рассчитанные значения, красные – линейная аппроксимация.

Обсуждение

Приведённые выше аналитические аппроксимации находят подтверждение в литературе. В работах [2-3] экспериментально полученная корреляционная функция для сферических частиц в жидкости аппроксимируется как $K \sim \exp(-at)$. В работе [5] аналитически получают приближенное выражение для временной зависимости корреляционной функции ОКТ сигнала точечных рассеивателей, испытывающих потоковое и Броуновское движение:

$$g(t) = exp\left(-\frac{t}{\tau_b}\right) exp\left(-\frac{t^2}{\tau_t^2}\right) exp(2ikv_z t) \quad (3)$$

$$|g(t)| = \left| exp\left(-\frac{t}{\tau_b}\right) exp\left(-\frac{t^2}{\tau_t^2}\right) \right|, \text{где} \quad (4)$$

$g(t)$ – корреляционная функция ОКТ сигнала, τ_b – время корреляции для Броуновского движения, а τ_t – время корреляции для потокового движения.

Результаты нашего численного эксперимента находятся в полном соответствии с приведёнными выше формулами, что подтверждает корректность предложенного метода моделирования. Более того, в эксперименте было исследовано Броуновское вращательное движение, для которого были получены аналитические аппроксимации при малых и средних временах. Выявленная корневая зависимость корреляционной функции ранее не рассматривалась и встречается только в более сложных моделях при многократном рассеянии и невращательных типах движений.

Заключение

На основе проведённых численных экспериментов по моделированию динамики спекл-структуры при различных типах движения эритроцитов в сосуде для каждого типа движения была получена аналитическая аппроксимация для межкадровой корреляционной функции. Полученные результаты согласуются с известными частными случаями. Также был выявлен не рассматривавшийся ранее закон спадания корреляционной функции при Броуновском вращении эритроцитов.

[1] Jianbo Tang, Sefik Evren Erdener, Smrithi Sunil, David A Boas // Journal of biomedical optics. 2019. Vol. 24, № 3. P. 036005.
[2] Blackburn B. J., Gu S., Ford V., Jenkins M. W., Dupps W. J. & Rollins A. M. // Investigative Ophthalmology & Visual Science, 2019. Vol. 60, № 1. P. 41.
[3] Hagen-Eggert M., Hillman, D., Koch P. & Hüttmann G. // Optical Coherence Tomography and Coherence Domain Optical Methods in Biomedicine XV. 2011. Vol. 7889. P. 78892B.
[4] Ivan Popov, Weatherbee A. S., Vitkin A.I. // Journal of Biomedical Optics. 2014. Vol. 19(12). 127004.
[5] Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Matveyev A.L., Gelikonov G.V., Gelikonov V.M. // Laser Phys. Lett. 2014. Vol. 11, № 10. P. 10560.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗВУКА В БАССЕЙНЕ С ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

А.Л. Вировлянский[2)], М.С. Дерябин[1, 2)], В.К. Бахтин[1, 2)]

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

Большинство методов калибровки акустических излучателей в бассейне с отражающими границами основаны на выделении прямого сигнала, приходящего в точки приема без отражения от границ. Эти подходы эффективны лишь на достаточно высоких частотах. При калибровке низкочастотных излучателей задача усложняется, и ее решение требует применения специальных методов обработки сигналов [1].

В данной работе рассматривается альтернативный подход, в котором восстановление поля монохроматического источника происходит без выделения прямого сигнала. Для решения задачи используется хорошо известный метод эквивалентных источников [2]. Его идея заключается в аппроксимации поля излучателя суперпозицией полей точечных источников, акустических монополей.

Метод эквивалентных источников

Метод эквивалентных источников позволяет провести калибровку излучателя без выделения прямого сигнала, при этом предполагается, что поля, возбуждаемые калибруемым излучателем и в бассейне, и в свободном пространстве могут быть представлены в виде суперпозиции полей одних и тех же акустических монополей, играющих роль эквивалентных источников с одними и теми же амплитудами.

Рассмотрим излучатель, который в свободном пространстве со скоростью звука c возбуждает монохроматическое волновое поле на несущей частоте f. В рамках данного метода комплексная амплитуда u поля в производной точке наблюдения $\boldsymbol{R}$ представляется в виде суперпозиции полей акустических монополей с амплитудами $A_1, \dots, A_N$, расположенных в N точках $\boldsymbol{r_1}, \dots, \boldsymbol{r_N}$:

$$u(\boldsymbol{R}) = \sum_{n=1}^{N} G(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r_n})\, A_n, \tag{1}$$

где

$$G(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r_n}) = -\frac{1}{4\pi|\boldsymbol{R} - \boldsymbol{r_n}|} e^{-ik|\boldsymbol{R}-\boldsymbol{r_n}|} \tag{2}$$

– функция Грина акустического монополя в свободном пространстве, $k = \frac{2\pi f}{c}$, A_n – амплитуды акустических монополей.

Предполагается, что в бассейне с отражающими границами излучаемое поле может быть представлено в виде суперпозиции полей, возбужденных теми же эквивалентными источниками, размещенными в тех же точках $\boldsymbol{r_n}$ и имеющих те же амплитуды A_n. Это значит, что

$$\tilde{u}(\boldsymbol{R}) = \sum_{n=1}^{N} \tilde{G}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r_n})\, A_n, \tag{3}$$

где $\tilde{G}(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{r_n})$ – функция Грина в бассейне. Для нахождения A_n рассматривается некоторая поверхность S_M, охватывающая излучатель. На этой поверхности выбирается M точек коллокации (рис. 1) $\rho_1, \ldots, \rho_N$. Линейная система уравнений относительно неизвестных A_n получается приравниванием значений поля излучателя и сумм (3).

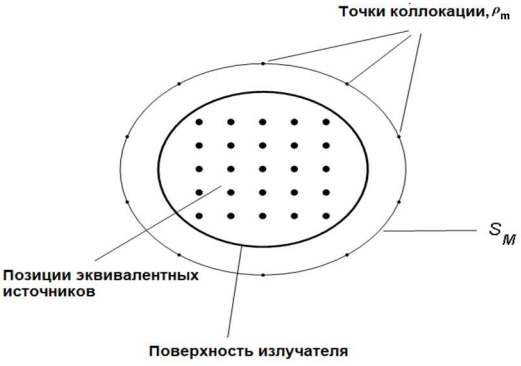


Рис. 1

В матричных обозначениях полученная система имеет вид:

$$\tilde{u} = \tilde{G} A \tag{4}$$

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка создана на базе измерительного комплекса фирмы Precision Acoustics (Ultrasound Measurement System Control Centre). Акустические измерения проводились в ванне с размерами 1×1×1 м. В ванну заливалась чистая дегазированная и деионизированная вода с удельным сопротивлением не менее 18 МОм/см (рис. 2).

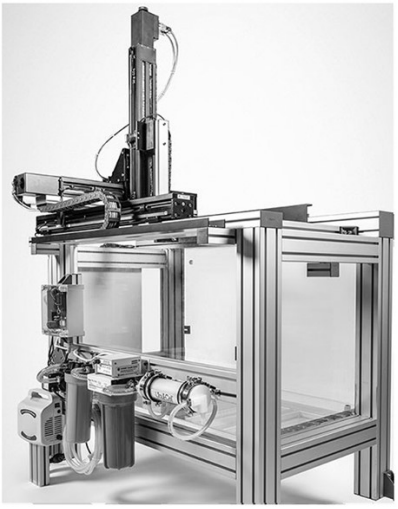


Рис. 2

Для калибровки бассейна использовались два обратных гидрофона B&K8103. Данный гидрофон имеет рабочую полосу до 180 кГц, при характерных размерах 10×16 мм. Оба гидрофона крепились к манипуляторам через металлические трубки диаметром 10 мм и длинной погружаемой части до 0,5 м. Для описания позиций гидрофонов в бассейне использовалась декартова система координат с осью y направленной вертикаль-

но вверх. Точность позиционирования гидрофонов по каждой из координат не хуже 6 мкм.

Излучающая часть установки состоит из: задающего генератора Tektronix AFG3022, усилителя мощности B&K Type 2713, контрольного цифрового осциллографа Tektronix TDS3032B и гидрофона B&K8103. Принятый сигнал с гидрофона подавался на кондиционирующий усилитель B&K Type 2690, предварительно анализировался осциллографом Agilent DSO-X 3034, а затем записывался на компьютер.

Один из гидрофонов использовался в качестве приёмника звука. Он располагался в пяти позициях $\rho_1, \dots, \rho_5$, показанных на рис. 3 жирными точками. Они расположены с шагом 5 см на прямой линии, параллельной оси y.

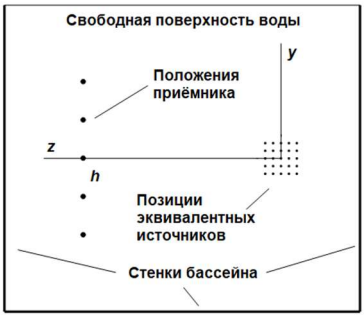


Рис. 3

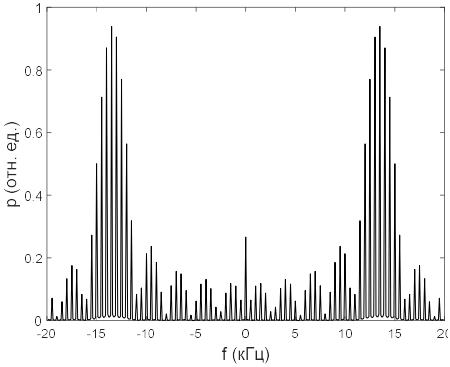


Рис. 4

Второй гидрофон использовался в качестве излучателя звука. Излучение производилось на следующих частотах: тональный сигнал на частотах f = 7,6 и 27 кГц, которым соответствуют длины волн λ = 19,5 и 5,3 см, импульсный сигнал на частоте f = 13,5 кГц, которому соответствует длинна волны λ = 10,6 см. Спектр излученного импульсного сигнала, представляющего собой периодическую последовательность одинаковых импульсов с периодом повторения 2 мс, представлен на рис. 4. Поскольку указанные выше размеры гидрофона малы по сравнению с длинной волны λ, этот источник звука можно считать акустическим монополем. Он поочередно помещался в точки, образующие куб 5×5×5, центр которого совпадал с началом координат. На Рис. 3 показано сечение этого куба в плоскости $x = 0$. Расстояние между ближайшими точками куба равно 1 см.

Измерения проводились следующим образом: пока приёмный гидрофон находился в одной из точек приёма ρ_m гидрофон, играющий роль источника по очереди помещался во все 125 точек, образующих куб. Из каждый точки он излучал один и тот же сигнал, который с задержкой $\tau = 2000$ мс, позволяющей завершится всем переходным процессам, связанным с переотражением сигнала от стенок бассейна и резонансными явлениями в источнике, регистрировался приёмным гидрофоном.

Таким образом были получены данные для вычисления 5×125=625 значений функции Грина в бассейне.

Результаты

В рамках настоящей работы для изменений в бассейне впервые был применен импульсный сигнал. Результат реконструкции диаграммы направленности акустического квадруполя для импульсного режима излучения представлен на рис.5. Вверху: диаграмма направленности акустического квадруполя в свободном пространстве $D(\varphi,\theta)$, где φ и θ – азимутальный и полярный углы. Внизу: результат реконструкции диаграммы направленности по данным измерений в бассейне. Точки расположения источника в бассейне образовывали куб размером 5×5×5. При обработке точки внутреннего куба размером 3×3×3 рассматривались как положения эквивалентных источников. Из "внешней оболочки" выбирались 4 источника и возбуждаемые ими поля суммировались с такими весами, чтобы смоделировать поле квадруполя. Как видно из Рис.5, результат реконструкции хорошо соответствует диаграмме направленности акустического квадруполя в свободном пространстве.

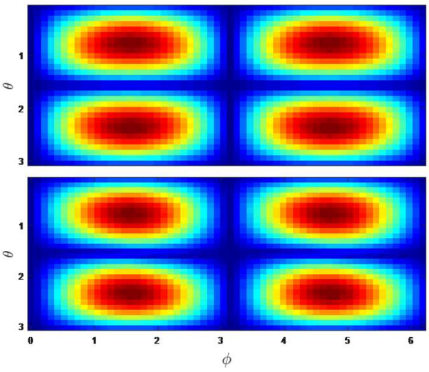


Рис. 5

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0035-2019-0019).

[1] Исаев А.Е., Матвеев А.Н. Градуировка гидрофонов по полю при непрерывном излучении в реверберирующем бассейне // Акуст. журн. 2009. Т. 55, № 6. С. 727.

[2] Johnson M.E., Elliott S.J., Baek K-H., Garcia-Bonito J. An equivalent source technique for calculating the sound field inside an enclosure containing scattering objects // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 3. P. 1221.

[3] Virovlyansky A.L., Deryabin M.S. On the use of the equivalent source method for free-field calibration of an radiator in a reverberant tank // J. Sound. Vibr. 2019. Vol. 455. P. 69.

[4] Боббер Р. Гидроакустические измерения. – М.: Мир, 1974. 361 с.

ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛАСТОГРАФИИ СДВИГОВОЙ ВОЛНЫ В ЗАДАЧАХ ДИАГНОСТИКИ СКЕЛЕЛЕТНЫХ МЫШЦ

И.Ю. Демин, М.А. Петрова, П.М. Синицын

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

1. Определение упругих характеристик фантома скелетной мышцы с использованием эластографии сдвиговой волны

В настоящее время в ультразвуковой медицинской диагностике активно используется метод эластографии сдвиговой волной – метод качественного и количественного анализа упругих свойств тканей [1]. Термин «эластография» (от лат. elasticus – «упругий») впервые предложили в 1991 году врачи исследователи из Хьюстона (США). В методе точечной эластографии (point shear wave elastography, pSWE) сдвиговые волны возникают вследствие воздействия на среду давления сильного сфокусированного ультразвукового импульса. Другое название этого метода – ARFI (acoustic radiation force impulse). Суть метода точечной эластографии заключается в том, что в среду в пределах одного ультразвукового луча фокусируется интенсивный короткий акустический импульс и создает там достаточно высокое радиационное давление. Энергия этого давления передается окружающей среде, в ней возникают сдвиговые волны и распространяются в исследуемой мягкой биологической ткани.

Метод эластографии сдвиговой волной был реализован на акустической системе Verasonics (Verasonics Inc., США) [2], которая расположена в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского. В работе О.В. Руденко [3] предложена модель скелетной мышцы – мелкослоистая среда, моделирующаяся периодически чередующимися слоями толщиной h_1, и h_2, сдвиговые упругости и плотности которых равны μ_1, ρ_1 и μ_2, ρ_2 соответственно. Были получены уравнения движения для такой среды и определены скорости сдвиговых волн вдоль и поперек направления распространения сдвиговой волны (положения ультразвукового датчика)

$$C_{PAR} = \sqrt{\frac{h_1\mu_1 + h_2\mu_2}{h_1\rho_1 + h_2\rho_2}} \quad (1)$$

$$C_{ORT} = \sqrt{\frac{\mu_1\mu_2(h_1+h_2)^2}{(\mu_1 h_1+\mu_2 h_2)(h_1\rho_1+h_2\rho_2)}}. \quad (2)$$

Струнная модель нуждалась в сравнении с результатами экспериментов, поэтому изучение сдвиговых свойств скелетных мышц на многоканальной акустической системе Verasonics стало важным этапом в развитии струнной модели, и во всем направлении исследований. Для экспериментов был изготовлен фантом, представляющий собой матрицу 10×10 из натянутых флюорокарбоновых лесок диаметром 0,12мм, залитую 7,5 % желатиновым фантомом (рис. 1). Флюорокарбоновые лески изготавливаются из полимера поливинилиденфторида (PVDF). Данный материал широко применяется в акустических технологиях, например, для изготовления мембран гидрофонов. Выбор материала лески обуславливался отсутствием крученого

волокна, что характерно и для мышечных волокон, а также известными значениями модуля Юнга. Значения модуля сдвига лесок были находятся в диапазоне (1,5 – 2) МПа.

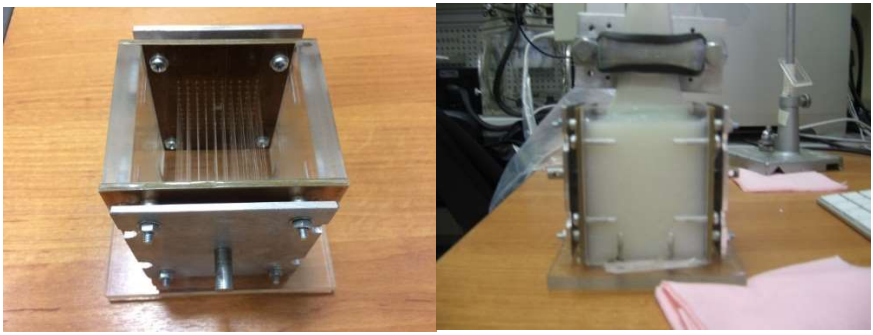


Рис. 1

На рис. 2 приведены средние значения скорости сдвиговой волны в струнном фантоме в зависимости от положения датчика относительно волокон.

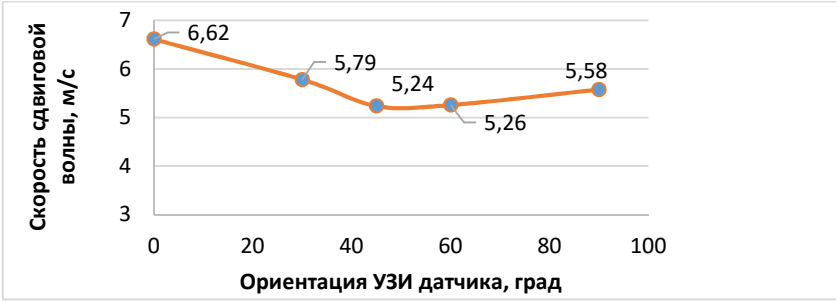


Рис. 2

Зафиксировано отличие значений скорости и модуля сдвига вдоль и поперёк волокон. Значения под углами 30º, 45º, 60º к волокнам схожи со значениями, измеренными поперек.

Была решения обратная задачи по определению модулей сдвига желатина и струн из экспериментальных данных (по измерению скорости сдвиговой волны вдоль и поперек натянутых струн). Для этого были преобразованы выражения (1) и (2) и получена нелинейная система уравнений для модулей сдвига μ_1 и μ_2 , которая была решена графически и определены модуль сдвига желатинового фантома μ_2 = 3,06 кПа и модуль сдвига струн μ_1 = 1,76 МПа. Решение обратной задачи по определению вязко-упругих характеристик скелетных мышц может открыть новые области исследования физиологии мышц и патологии. Список мышечных нарушений, которые могут быть оценены с помощью приборов для количественной оценки мышечной вязкости и эластичности, включает мышечную дистрофию, заболевания двигательных нейронов, воспалительные и метаболические миопатии. Также необходимо принять во внимание, что исследование механизмов произвольно контролируемой вязкости

скелетной мышцы также может быть важно для немедицинских целей, таких как разработка экзоскелета. Для защиты скелетной системы роботов от ударов может возникнуть необходимость имитировать реализованные средства в живых системах.

2. Численное моделирование поведения скелетной мышцы при различных видах внешних нагрузок.

Мышечное сокращение является жизненно важной функцией организма. Скелетные мышцы во многом определяют процесс жизнедеятельности всего организма человека. Ее основные функции: поддержание позы, обеспечение движения, демпфирование ударов и ударных нагрузок – являются механическими. Заболевания мышц в большинстве случаев связаны с изменениями именно механических характеристик. В связи с этим прогнозирование динамических и кинематических характеристик имеет большой потенциал в диагностике патологий и в оценке состояния людей, испытывающих экстремальные нагрузки.

В работе О.В. Руденко, А.П. Сарвазяна [4] была сформулирована нелинейная система уравнений для изучения и моделирования ударного и импульсного воздействия на мышцу

$$\frac{dn}{dt} = (k_1 a_0 \beta) l - k_1 (n + m) - \frac{1}{\delta} n \frac{dl}{dt} \quad (3)$$

$$\frac{dm}{dt} = -k_2 m + \frac{1}{\delta} n \frac{dl}{dt} \quad (4)$$

$$P = f(n - m), \quad (5)$$

где n и m – число тянущих и тормозящих мостиков, $a(l)$ – число всех активных мостиков, зависящее от укорочения l половинки саркомера, P – приложенная к мышце внешняя сила, v – скорость сокращения единичного саркомера, равная dl/dt. Константы k_1 и k_2 – характеризуют скорость замыкания свободных мостиков и скорость размыкания замкнутых мостиков соответственно.

При численном моделирования ударного импульсного воздействия на мышцу была реализована программа по решению системы нелинейных дифференциальных уравнений (3-5) с помощью метода Рунге-Кутта. Моделирование проведено для портняжной мышцы лягушки (характерные параметры взяты из работы [1]), программа написана на языке программирования Python.

На рис. 3 приведены результаты численного моделирования поведения скелетной мышцы для $n(t)$ – число тянущих мостиков в первые 5 сек воздействия, $m(t)$ – число тормозящих мостиков в первые 5 сек воздействия и $l(t)$ – укорочение половинки саркомера для воздействия в виде импульса гауссовой формы – воздействие конечной длительности $P=P_s*exp(-t^2)$. Полученные результаты приведены для $Ps = 1$ – воздействии удара конечной длительности на расслабленную мышцу.

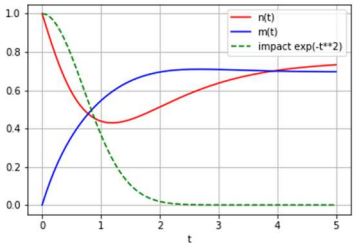


Рис. 3

Из приведенного рисунка 3 видно, что число тянущих мостиков (n(t)) для расслабленной мышцы резко начинает уменьшаться – это приводит к возрастанию числа тормозящих мостиков (m(t)), а затем, когда удар прекратился, n и m выходят на стационарный режим.

Для укорочения половинки саркомера (l(t)) на рис. 4 приведены результаты численного моделирования для удара конечной длительности по расслабленной мышце. Рассмотрен случай сильного удара ($Ps = 3$).

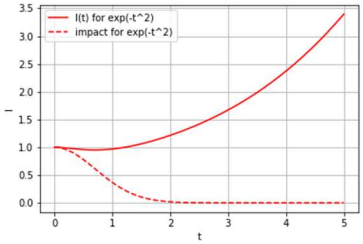


Рис. 4

Поведение укорочения половинки саркомера (l(t)) проявляется неодинаково для разной степени удара. При сильном воздействии защитный механизм расслабленной мышцы работает в меньшей степени, мышца просто не успевает «среагировать» на удар, т.е. практически не ослабляет удар. Здесь большую роль начинают играть вязкие механизмы, но их влияние в данной работе не рассматривалось.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект 18-42-520056.

[1] Сафонов Д.В., Рыхтик П.И., Шатохина И.В., Романов С.В., Гурбатов С.Н., Демин И.Ю. // Современные технологии в медицине. 2017. № 4. С. 51.
[2] Khalitov R.Sh., Gurbatov S.N., Demin I.Yu. // Physics of Wave Phenomena. 2016. № 1. P. 73.
[3] Руденко О.В., Сарвазян А.П., Цюрюпа С.Н. // Акуст. журнал. 2016. № 5. С. 609.
[4] Руденко О.В., Сарвазян А.П. // Акуст. журнал. 2006. № 6. С. 833.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 21-22 мая 2020 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

ЗАДЕРЖКА РАСПАДА МЕТАСТАБИЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМЫ ШУМОМ С РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ КОШИ

А.А. Дубков[1)], Б. Спаньоло[2)], Б. Дыбиец[3)], Д. Валенти[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет г. Палермо (Италия)
[3)] Ягеллонский университет (Краков, Польша)

В работе исследуются временные характеристики аномальной диффузии в форме полетов Леви в потенциале $U(x)$, описываемой следующим уравнением Ланжевена для координаты частицы $x(t)$:

$$\frac{\partial x}{\partial t} = -U'(x) + \xi_\alpha(t). \tag{1}$$

Здесь: $\xi_\alpha(t)$ – белый шум с устойчивым симметричным распределением Леви, α – индекс Леви $(0 < \alpha < 2)$. Соответствующее (1) уравнение Фоккера-Планка с дробной пространственной производной для плотности вероятностей переходов $P(x, t|x_0, 0)$ имеет вид:

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}[U'(x)P] + D\frac{\partial^\alpha}{\partial |x|^\alpha}, \tag{2}$$

где D – параметр, характеризующий интенсивность шума в том смысле, что облако аномальных частиц расплывается во времени по закону $(D)^{1/\alpha}$.

Согласно определению [1], среднее время пребывания частицы в интервале (L_1, L_2) при бесконечном времени наблюдения может быть найдено по формуле:

$$T(x_0) = \int_0^\infty Pr(t, x_0)\, dt, \tag{3}$$

где

$$Pr(t, x_0) = \int_{L_1}^{L_2} P(x, t|x_0, 0)\, dx \tag{4}$$

представляет собой вероятность обнаружения частицы в указанном интервале в момент времени *t*, когда она стартует из точки $x_0 \in (L_1, L_2)$. Заметим, что формула (3) применима только для потенциала со стоком, когда соответствующий интеграл сходится. Подставляя (4) в (3) и меняя порядок интегрирования, приходим к:

$$T(x_0) = \int_{L_1}^{L_2} Y(x, x_0)\, dx, \tag{5}$$

где

$$Y(x, x_0) = \int_{L_1}^{L_2} P(x, t|x_0, 0)\, dt. \tag{6}$$

Интегрируя обе части уравнения (2) по t от 0 до ∞ с учетом очевидного начального условия $P(x,0|x_0,0)=\delta(x-x_0)$ и условия наличия стока в потенциальном профиле $P(x,\infty|x_0,0)=0$, получаем следующее уравнение для функции $Y(x,x_0)=\delta(x-x_0)$:

$$\frac{d}{dx}[U'(x)Y]+D\frac{d^{\alpha}Y}{d|x|^{\alpha}}=-\delta(x-x_0). \tag{7}$$

Переходя к изображению по Фурье функции $Y(x,x_0)$:

$$\tilde{Y}(k,x_0)=\int_{-\infty}^{\infty}Y(x,x_0)\,e^{ikx}dx \tag{8}$$

и вводя вспомогательную функцию

$$G(k,x_0)=\frac{\partial}{\partial x_0}\tilde{Y}(k,x_0), \tag{9}$$

можно привести выражение (5) для среднего времени пребывания к виду:

$$T(x_0)=\int_{x_0}^{L_2}Re\left\{\int_0^{\infty}G(k,z)\frac{e^{-ikL_2}-e^{-ikL_1}}{\pi ik}dk\right\}dz, \tag{10}$$

где функция $G(k,x_0)$ в случае гладкого потенциального профиля $U(x)$ находится из решения линейного дифференциального уравнения:

$$U'\left(-i\frac{d}{dk}\right)G-iD|k|^{\alpha-1}sgnk\;G=e^{ikx_0}, \tag{11}$$

а sgn x – знаковая функция. Аналитически решить уравнение (11) для произвольного индекса Леви α не представляется возможным, поэтому далее ограничимся случаем белого шума с устойчивым распределением Коши ($\alpha=1$).

Рассмотрим полеты Леви в метастабильном кубическом потенциале $U(x)=-\frac{x^3}{3}+a^2x$ со стоком справа (см. рис. 1).

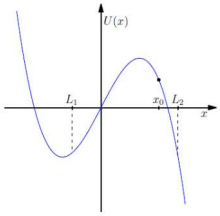


Рис. 1

Подставляя рассматриваемый потенциал в формулу (11) и полагая $\alpha=1$, приходим к уравнению:

$$\frac{d^2G}{dk^2}+(a^2-iD\;sgnk)\;G=e^{ikx_0}, \tag{12}$$

ограниченное решение которого в области $k>0$ записывается в виде:

$$G(k,x_0) = Ce^{-\lambda k} + \frac{e^{ikx_0}}{a^2 - x_0^2 - iD}. \quad (13)$$

Здесь: C – произвольная константа, а $\lambda = \lambda_1 + i\lambda_2$, причем:

$$\lambda_1 = (a^4 + D^2)^{1/4}\, sin\left[\frac{1}{2} arctan\left(\frac{D}{a^2}\right)\right],$$
$$\lambda_2 = (a^4 + D^2)^{1/4}\, cos\left[\frac{1}{2} arctan\left(\frac{D}{a^2}\right)\right]. \quad (14)$$

Для отыскания неизвестной комплексной постоянной C применим вытекающие из уравнения (13) условия непрерывности функции $G(k,x_0)$ и ее первой производной в точке $k = 0$. Это дает:

$$C = -\frac{D(x_0 + \lambda_2 + i\lambda_1)}{\lambda_1[(a^2 - x_0^2)^2 + D^2]}. \quad (15)$$

Подставляя (13) и (15) в общее соотношение (10) и вычисляя внутренний интеграл, получаем окончательное выражение для среднего времени пребывания частицы в интервале (L_1, L_2):

$$T(x_0) = \frac{D}{\pi}\int_{x_0}^{\infty}\left(A\frac{z+\lambda_2}{\lambda_1} + B\right)\frac{dz}{(z^2-a^2)^2 + D^2}$$
$$+\frac{D}{\pi}\int_{x_0}^{\infty} ln\left|\frac{z-L_1}{z-L_2}\right|\frac{dz}{(z^2-a^2)^2 + D^2} + \int_{x_0}^{L_2}\frac{(z^2-a^2)dz}{(z^2-a^2)^2 + D^2}, \quad (16)$$

где

$$A = arctan\frac{\lambda_2 + L_2}{\lambda_1} - arctan\frac{\lambda_2 + L_1}{\lambda_1},$$
$$B = \frac{1}{2} ln\frac{\lambda_1^2 + (L_2 + \lambda_2)^2}{\lambda_1^2 + (L_1 + \lambda_2)^2}. \quad (17)$$

В пределе $D \to 0$ из (17) находим:

$$T_d = \int_{x_0}^{L_2}\frac{dz}{z^2 - a^2}. \quad (18)$$

Для $x_0 < a < L_2$ интеграл в (18) расходится, что означает невозможность для частицы в отсутствии шума преодолеть потенциальный барьер, расположенный в точке $x = a$. При начальном расположении частицы за барьером: $a < x_0 < L_2$ приходим из (18) к выражению для времени выхода частицы из области через правую границу:

$$T_d = \frac{1}{2a} ln\frac{(L_2 - a)(x_0 + a)}{(L_2 + a)(x_0 - a)}, \quad (19)$$

На основе квадратурной формулы (17) проанализирована зависимость нормированного на «динамическое» время (19) среднего времени пребывания

аномальной частицы в интервале (L_1, L_2) от параметра интенсивности шума D при различных положениях левой и правой границ. В начальный момент времени частица помещалась на правый склон потенциального барьера $x_0 > a$ (см. рис. 1). Рис. 2 и рис. 3 демонстрируют немонотонное поведение с характерным максимумом, что свидетельствует о задержке шумом распада метастабильного состояния или, другими словами, о повышении шумом устойчивости системы. Это явление с конструктивной ролью шума, связанное с наличием обратного вероятностного потока частиц через потенциальный барьер, хорошо известно для броуновской диффузии [2] и анализировалось во многих работах (см., например, обзор [3]). Аналитические результаты, показанные пунктирными линиями, хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования исходного уравнения Ланжевена (1) (точечные значки). С расширением левой границы интервала область эффекта и величина максимума увеличиваются (см. рис. 2, где другие параметры $x_0 = 2.2$, $a = 1$, $L_2 = 3$), в то время как при увеличении правой границы наблюдается обратная картина (см. рис. 3, где другие параметры $x_0 = 1.5$, $a = 1$, $L_1 = 0$), объясняемая сдвигом области к стоку.

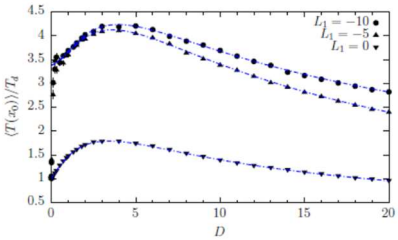


Рис. 2

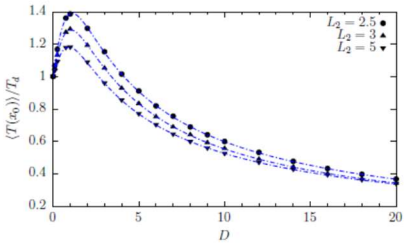


Рис. 3

[1] Dybiec B., Gudowska-Nowak E., Barkai E., Dubkov A.A. // Phys. Rev. E 2017. Vol. 95. P. 052102.
[2] Agudov N.V., Spagnolo B. // Phys. Rev. E 2001. Vol. 64. P. 035102(R).
[3] Ibrahim R.A. // J. Vibr. Contr. 2006. Vol. 12. P. 1093.

ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ БЛОКОВОГО ПЕРЕМЕЖИТЕЛЯ ДЛЯ OFDM-СИСТЕМ СВЯЗИ ОТНОСИТЕЛЬНО ПАРАМЕТРОВ РАДИОКАНАЛА

К.В. Горохов, А.В. Колобков, Д.В. Хитева

АО «НПП «Полет»

Вследствие многолучевого распространения в линиях связи, возникают ошибки, которые группируются в пакеты. Чтобы преобразовать групповые ошибки в одиночные, которые может исправить помехоустойчивый кодек, используется перемежение. В работе проведено исследование влияния структуры и параметров блокового битового перемежителя на помехоустойчивость OFDM-системы связи со сверточным кодированием в двулучевом канале с релеевскими замираниями.

Исследование проведено посредством компьютерного моделирования OFDM-системы радиосвязи, содержащей N поднесущих с шагом T^{-1} в полосе $f_s = N/T$. Из них первые N_A «активных поднесущих» используются для передачи информации посредством m-позиционной фазовой манипуляции (mPSK). Остальные $N_{VS} = N - N_A$ «виртуальные поднесущие» передаются с нулевыми амплитудами и образуют защитный интервал по частоте. В передатчике комплексная огибающая OFDM-символа в виде $N_{tx} = N + N_G$ отсчетов формируется посредством обратного дискретного преобразования Фурье N отсчетов в частотной области и добавлением N_G отсчетов защитного интервала во времени в виде циклического префикса длительностью $T_G = N_G / f_s$. В качестве модели канала рассмотрена модель Ваттерсона [1], описывающая двулучевой канал с интервалом многолучевости τ_0 и статистически эквивалентными релеевскими замираниями в каждом луче с относительной скоростью $F_d T$. С точки зрения приема такой канал – один из наиболее сложных, поскольку для него характерны глубокие интерференционные провалы. В приемнике после удаления циклического префикса и дискретного преобразования Фурье поднесущие принятого OFDM-символа корректируются в эквалайзере и затем используются для восстановления переданного сообщения. В данном исследовании был применен оптимальный по критерию минимума среднеквадратической ошибки эквалайзер [2], использующий идеальные оценки канальной матрицы. Данный эквалайзер учитывает рассеяние канала по частоте, поэтому способен обеспечивать эффективную работу в каналах с быстрыми замираниями.

Для исправления ошибок было применено кодирование сверточным кодом. Рассмотрено два вида кодера: «CC7» [3] с восьмеричными образующими коэффициентами $(G_1, G_2) = (133, 171)_8$ и длиной кодового ограничения $K = 7$ и «CC3» с $(G_1, G_2) = (5, 7)_8$, $K = 3$. Для независимого декодирования сообщения на интервале передачи отдельного OFDM-символа с mPSK использовалось обнуление состояния кодера в начале OFDM-символа так, что информационные биты в кодере преобразовывались в $N_b = N_A \cdot \log_2 m$ передаваемых бит. Передаваемые биты накапливались в буфере блокового перемежителя «BI» длиной $L = N_s N_b$ бит. После его заполнения выполнялась запись передаваемых бит в $N_r \times N_c$ таблицу по столбцам с последующим считыванием по строкам, где N_r – число строк перемежителя, а N_c – число столбцов. Результат перестановки сохранялся в буфер канальных бит, содержимое которого

использовалось для манипуляции поднесущих N_s OFDM-символов. В приемнике после деперемежения мягких решений, представляющих собой отсчеты принятых поднесущих с выхода эквалайзера, осуществлялось их декодирование по алгоритму Витерби.

В работе [4] проведено исследование зависимости длины блокового перемежителя от времени когерентности канала T_c. В результате было получено значение, обеспечивающее компромисс между повышением помехоустойчивости и увеличением задержки передачи сообщения. Рекомендованная длина «BI», выраженная в OFDM-символах, определяется как

$$N_s^{(rec)} \approx 10\frac{T_c}{(T+T_G)}. \qquad (1)$$

Для «BI» было определено существование оптимального числа строк $N_r^{(opt)}$ для каждой длины перемежителя, при котором помехоустойчивость системы максимальна.

Существование оптимального числа строк блокового перемежителя ставит вопрос о конкретном определении данного значения в зависимости от параметров радиоканала и OFDM-системы. Для решения этой задачи было проведено моделирование с числом поднесущих $35 \le N \le 140$ и относительной скоростью замираний $0{,}003 < F_dT < 0{,}5$. Определено, что $N_r^{(opt)}$ остается постоянным при разном числе поднесущих и зависит только от скорости замираний. Это продемонстрировано на рис. 1, где построены зависимости вероятности битовой ошибки P_b при среднем отношении «сигнал/шум» $\langle E_b/N_0\rangle$ = 10 дБ для «BI» с рекомендованной длиной $N_s^{(rec)}$. Здесь и далее все графики построены с расстоянием между лучами $\tau_0 f_s = 6$ отсчетов при 2PSK с кодированием «CC7», если не указано иное. Как видно из рис. 1, на значение $N_r^{(opt)}$ не влияет изменение N, но влияет F_dT.

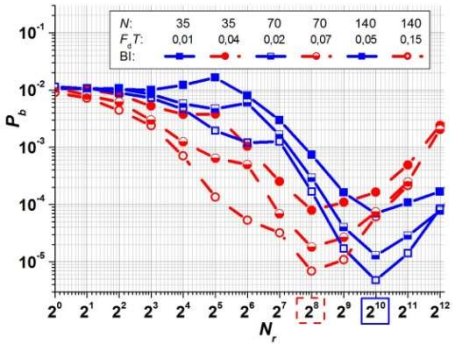


Рис. 1

F_dT	$N_s^{(rec)}$	CC7		CC3	
		$N_r^{(opt)}$	$N_c^{(opt)}$	$N_r^{(opt)}$	$N_c^{(opt)}$
(N, N_A) = (140, 128)					
0,29	32	128	32	256	16
0,15	64	256	32	512	16
0,05	256	1024	32	2048	16
(N, N_A) = (70, 64)					
0,15	64	128	32	256	16
0,07	128	256	32	512	16
0,02	512	1024	32	2048	16
(N, N_A) = (35, 32)					
0,07	128	128	32	256	16
0,04	256	256	32	512	16
0,01	1024	1024	32	2048	16

Установлено, что для «BI» длиной $N_s^{(rec)}$ оптимальное число столбцов $N_c^{(opt)}$ остается константой при изменении всех параметров радиоканала и зависит только от принятой системы кодирования информации. Это продемонстрировано на примере

данных из таблицы, где приведены значения $N_r^{(opt)}$ и соответствующие им $N_c^{(opt)}$, полученные в результате моделирования работы перемежителя «BI» при $\langle E_b/N_0\rangle = 10$ дБ (для «CC7») и 14 дБ (для «CC3»). Таким образом, из результатов моделирования следует

$$N_c^{(opt)} \geq kv, \tag{2}$$

где v – конструктивная длина кода, $v = K - 1$; k – целое число, которое определяется в зависимости от скорости сверточного кода. Для кодов «CC3» и «CC7», имеющих скорость 1/2, $k = 5$. Результат (2) можно прокомментировать следующим образом. При декодировании по принципу максимального правдоподобия сверточный код способен исправить e_r ошибок в пределах закодированного информационного блока от $3K$ до $5K$ бит, где $e_r = d_f/2 - 1$, d_f – свободное расстояние кода. Выбор $N_c^{(opt)}$ по формуле (2) позволяет при деперемежении разнести групповые ошибки по разным информационным блокам и декодировать их независимо друг от друга, что повышает эффективность кодека. Полученный результат (2) согласуется с данными, приведенными в [5].

Встает вопрос о влиянии $\langle E_b/N_0\rangle$ на определенное по (2) оптимальное число столбцов «BI». На рис. 2, где $N = 35$, $N_s^{(rec)}$, $F_dT = 0{,}07$, продемонстрированы результаты оценки интервала значений N_c, при которых $P_b(N_c)$ отличались от $P_b(N_c^{(opt)})$ не более чем на 0,5. Нижняя и верхняя границы обозначены как «LB» и «UB», соответственно. Как видно из рис. 2, с увеличением $\langle E_b/N_0\rangle$ интервал, в рамках которого можно ошибиться в выборе $N_c^{(opt)}$, практически не теряя в помехоустойчивости, сужается, соответственно возрастает значимость $N_c^{(opt)}$, определенного по (2). Таким образом, установлено, что чем больше $\langle E_b/N_0\rangle$, тем большее влияние оказывает соотношение числа строк и столбцов «BI» на помехоустойчивость системы связи.

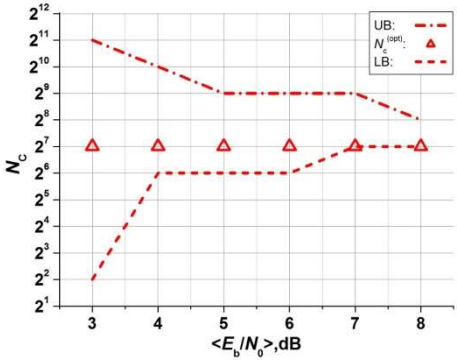


Рис. 2

Формулу для расчета оптимального числа строк блокового перемежителя с длиной $N_s = N_s^{(rec)}$ в OFDM-системе со сверточным кодированием можно записать в следующем виде:

$$N_r^{(opt)} \approx \frac{N_s N_A log_2 m}{N_c^{(opt)}}. \tag{3}$$

Так как процедура декодирования реализована в рамках одного OFDM-символа, то (3) справедливо при достаточном для выполнения (2) числе бит, передающихся в одном OFDM-символе, т.е. при $N_b \geq N_c^{(opt)}$.

В [4] было установлено, что при неоптимизированных параметрах «BI» помехоустойчивость системы зависит от интервала многолучевости. При исследовании «BI» с оптимальными параметрами определено, что помехоустойчивость системы остается фактически постоянной при изменении интервала между лучами. Это продемонстрировано на рис. 3, где при $F_dT = 0{,}07$ графики работы «BI» длиной $N_s^{(rec)}$ сливаются в одной точке $N_r^{(opt)} = 2^7$ при различных τ_0. Следовательно, определение $N_s^{(rec)}$ и $N_r^{(opt)}$ по формулам (1) и (3) позволяет не адаптировать «BI» к интервалу многолучевости.

Таким образом, в работе выведены конкретные рекомендации по выбору оптимальных параметров блокового перемежителя в OFDM-системе связи со сверточным кодированием, учитывающие как изменяющиеся параметры радиоканала, так и характеристики кода. При малых скоростях замираний рекомендованная длина $N_s^{(rec)}$ блокового перемежителя может быть слишком большой. С целью уменьшения задержки передачи зачастую целесообразно использовать N_s, меньшее рекомендованного $N_s^{(rec)}$. На рис. 4 построены графики работы «BI» с $N_r^{(opt)}$ оптимальным для каждого N_s; с $N_r = 1024$, которое является оптимальным только для рекомендованной длины $N_s^{(rec)}$ и с N_r, определенным по (3) для всех N_s. Как видно на рис. 4, где $N = 35$ и $F_dT = 0{,}01$, уменьшение длины «BI» на 1-3 порядка степени двойки позволяет использовать оптимальные параметры перемежителя, полученные для $N_s^{(rec)}$, без значительной потери в помехоустойчивости. Также рис. 4 демонстрирует, что определение $N_r^{(opt)}$ по формуле (3) справедливо только для $N_s^{(rec)}$ и N_s, которое меньше $N_s^{(rec)}$ на 1 порядок степени двойки. Пик на графике «BI(N_r согласно (3))»соответствует критическому значению $N_r^{(cr)} = N_b$, которое было определено в [4].

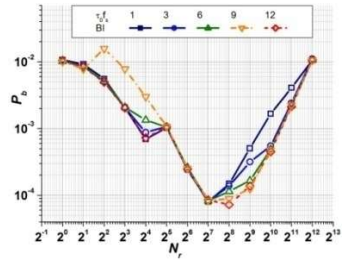


Рис. 3

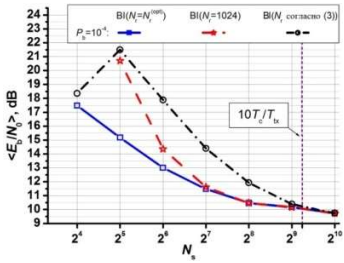


Рис. 4

[1] Watterson C.C., Juroshek J.R., Bensema W.D. // IEEE Trans. on Commun. Techn. 1970. Vol. 18, № 6. P. 792.
[2] Cai X., Giannakis G.B. // IEEE Trans. Commun. 2003. Vol. 51, № 12. P. 2047.
[3] ARINC Specification 635-2. HF Data Link Protocols. Published: February 27, 1998.
[4] Горохов К.В., Колобков А.В., Хитева Д.В. // Труды XXIII научной конференции по радиофизике. ННГУ, 2019. С. 470.
[5] Nguyen V.C., Kuchenbecker H.-P. // IEEE 54th Vehicular Technology Conference. 2001. Vol.1. P.470.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ МЕТИЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ПОИСКА СВЯЗАННЫХ С ПОЛОМ БИОМАРКЕРОВ-ПРЕДИКТОРОВ ВОЗРАСТА

А.И. Калякулина, И.И. Юсипов, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Известно, что женщины живут дольше мужчин, как в странах с низким уровнем смертности, так и в странах с высоким уровнем смертности. Такое половое неравенство может быть обусловлено взаимодействием биологических и культурных факторов. Вклад в формирование разрыва между полами при старении вносят эпигенетические факторы, такие как метилирование. Метилирование ДНК – это добавление метильной группы к цитозину в динуклеотиде CpG (сайт CpG). Оно претерпевает изменения на протяжении всей жизни организма и несет отпечаток физиологических и патологических состояний, включая старение и различные заболевания. В связи с этим возникает вопрос, существуют ли различия в метилировании ДНК цельной крови между мужчинами и женщинами в процессе старения и, если они существуют, способствуют ли они разрыву между полами в долголетии.

Мы проанализировали 4 набора данных цельной крови, включающих мужчин и женщин разного возраста, чтобы выявить специфические для пола тенденции возрастных изменений метилирования ДНК. Из репозитория Gene Expression Omnibus (GEO) [1] было выбрано 3 набора данных метилирования цельной крови здоровых людей: GSE40279 [2], GSE87571 [3] и GSE55763 [4]. Кроме того, мы рассматривали четвертый набор данных, не загруженный в GEO, который является частью исследования EPIC Italy [5]. Общее количество субъектов в каждом наборе данных указано в табл. 1.

Табл. 1

	GSE40279	GSE87571	EPIC	GSE55763
Количество людей	656	729	1803	2670
Количество женщин	338	388	1114	860
Количество мужчин	318	341	689	1810

Чтобы найти сайты CpG, имеющие специфичные для пола тренды возрастного изменения уровня метилирования, мы разделили каждый набор данных на две подгруппы (женщины и мужчины) и построили модель линейной регрессии методом наименьших квадратов для каждого сайта CpG, учитывая зависимость уровня метилирования от возраста. Сайт CpG имеет специфичный для пола тренд возрастного изменения уровня метилирования, если он удовлетворял следующим критериям (полигональный подход): 1) сайт CpG имеет тренд возрастного изменения уровня метилирования по меньшей мере, для одного пола: мы выбрали сайты с наклоном линейной регрессии для мужчин, либо женщин больше 0.001 (что соответствует изменению уровня метилирования хотя бы на 0.1 за 100 лет); 2) сайт CpG имеет возрастное распределение уровней метилирования, только частично перекрывающееся между мужчинами и женщинами: для каждого сайта мы рассчитали разрешенную область у мужчин и женщин, используя доверительные интервалы для наклона и сдвига линейной регрессии, и выбрали только те сайты, которые имеют относительное пересечение площадей между разрешенными областями для женщин и мужчин менее 0.5. Пример

области пересечения разрешенных областей показан на рис. 1. Количество CpG, выбранных в соответствии с указанным подходом в каждом наборе данных и их пересечениях показано на рис. 2.

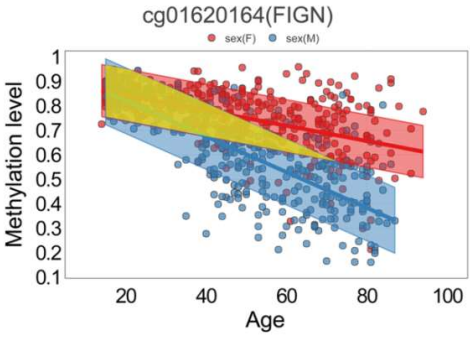


Рис. 1

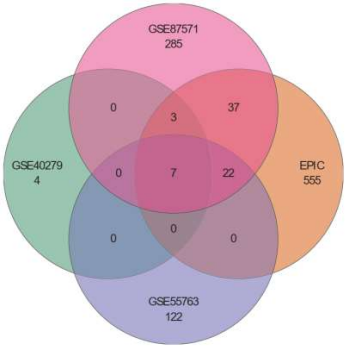


Рис. 2

Мы обнаружили 7 сайтов CpG, общих для всех 4 наборов данных и расположенных в 5 генах: FIGN, PRR4, C6orf174 / SOGA3, PEX10 и BAG3 (см. табл. 2).

Табл. 2

CpG сайт	Хромосома	Ген
cg01620164	2	FIGN
cg23256579	12	PPR4
cg27615582	12	PPR4
cg14079463	6	C6orf174
cg04580344	6	C6orf174
cg23928726	1	PEX10
cg17076667	10	BAG3

Чтобы найти сайты CpG, имеющие половые различия в возрастной вариабельности уровня метилирования, мы в первую очередь отфильтровали сайты с би-, тримодальным распределением уровней метилирования с использованием алгоритма кластеризации данных DBSCAN [6].

Для каждого значения возраста рассматривается скользящее окно ±8 лет. В каждом окне мы рассчитали 5% и 95% процентили распределения уровней метилирования для мужчин и женщин отдельно. Затем для полученных процентилей была построена линейная регрессия в трех шкалах: 1) линейный возраст и линейные уровни метилирования; 2) линейный возраст и логарифмические уровни метилирования; 3) логарифмический возраст и логарифмические уровни метилирования. Для каждого сайта и для каждого пола балы выбрана шкала с наибольшим значением R^2. Таким образом, для каждого сайта имеем четыре значения R^2 (два значения, связанных с полом, и два значения, связанных с 5% и 95% перцентилями). Выбор минимального значения R^2 гарантирует хорошее приближение для обоих полов и обоих процентилей одновременно. Затем для каждого набора данных мы выбрали те сайты, значение R^2 которых превышает 75% процентиль распределения R^2.

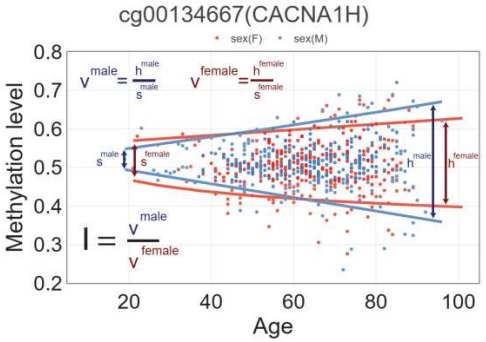


Рис. 3

Затем для каждого сайта мы рассчитали разницу между 95% и 5% процентилями для наименьшего (s) и наибольшего (h) возраста в каждом наборе данных для мужчин и для женщин отдельно (рис. 3). Отношение этих значений (h/s, если h больше, чем s, и s/h в противоположном случае) определяет абсолютную величину возрастного изменения дисперсии (v). Далее мы вычислили коэффициент I, то есть отношение v у мужчин и женщин (v^{male}/v^{female}, если v^{male} больше, чем v^{female}, и v^{female}/v^{male} в противоположном случае), чтобы количественно оценить половые различия в возрастной вариабельности уровня метилирования. Чтобы определить сайты CpG с устойчивыми гендерно-специфическими различиями в возрастной вариабельности, мы пересекли 4 списка проб из различных наборов данных, получив в результате 65 проб со средним значением коэффициента I больше 1.5.

Таким образом, мы разработали алгоритмы для статистического анализа половых различий в возрастных изменениях уровня метилирования ДНК. Полученные результаты могут способствовать выявлению возможных молекулярных триггеров разрыва полов в старении и долголетии.

[1] Barrett T. et al. // Nucleic acids research. 2012. Vol. 41, №. D1. P. D991.
[2] Hannum G. et al. // Molecular cell. 2013. Vol. 49, №. 2. P. 359.
[3] Johansson Å., Enroth S., Gyllensten U. // PloS one. 2013. Vol. 8, №. 6.
[4] Lehne B. et al. // Genome biology. 2015. Vol. 16, №. 1. P. 37.
[5] Palli D. et al. // Tumori Journal. 2003. Vol. 89, №. 6. P. 586.
[6] Ester M. et al. // Kdd. 1996. Vol. 96, №. 34. P. 226.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШУМОВ В МЕТОДЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Н.Е. Казачек

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Известно, что метод акустической эмиссии (АЭ) позволяет выявить основные механизмы разрушения опасных производственных объектов; образование трещин, протечку продукта, коррозионное повреждение, повреждение агрессивными средами. Метод АЭ является одним из методов неразрушающего контроля (НК). Метод АЭ в автоматическом режиме осуществляет измерение и обработку акустических сигналов. В основе предлагаемого метода лежит возможность классифицировать дефекты не по размерам, а по степени их опасности конструкции. АЭ в этих случаях сигнализирует о развитии нежелательных процессов [1]. Однако быстрое затухание сигнала АЭ, высокий уровень шумов от нагрузки или других опасных факторов может привести к завышению параметров, регистрируемых АЭ сигналов и, следовательно, необоснованной отбраковке диагностируемого объекта, что затрудняет широкое практическое использование этого метода [2].

Необходимо отметить, что метод АЭ имеет ограничения в применении; сложность выделения сигнала, высокая стоимость аппаратуры, дискриминация локализации и многое другое. Одним из агрегатов для обработки данных используют акустико-эмиссионный измерительный комплекс Лель / A-Line 32D (DDM). Комплекс Лель предназначен для проведения неразрушающего контроля и оценки состояния ответственных объектов, подведомственных Гостехнадзору Р.Ф. Спектрограммы АЭ диагностики газопровода представлены в работе [1].

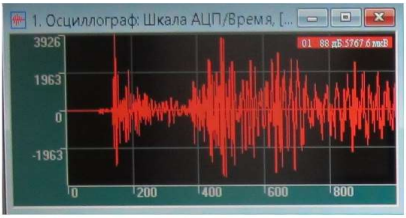


Рис. 1



Рис. 2

Экспериментальные данные АЭ сигнала обрабатываются программой A-Line Stat. Она предназначена для автоматической кластеризации данных акустической эмиссии. Особенностью данной программы является возможность работы как с импульсами АЭ, так и с осциллограммами. Кластеризация осциллограмм происходит на основании схожести формы спектра.

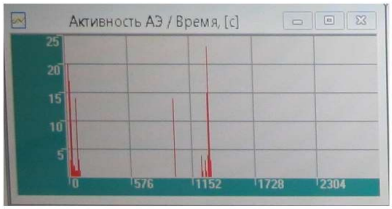


Рис. 3

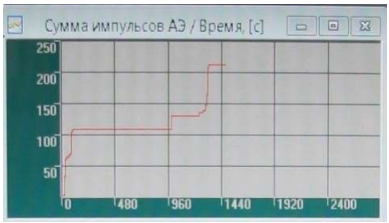


Рис. 4

В последние годы появились публикации о стохастическом резонансе [2-5]. Множество экспериментальных фактов указывают, что источники шума могут не только мешать работе нелинейных устройства, наоборот, существенно увеличивать чувствительность систем к слабым внешним воздействиям и индуцировать некоторые режимы, которые при отсутствии шума нереализуемы. Среди явлений, характеризующихся конструктивной ролью шума, можно выделить стохастический резонанс. Стохастический резонанс – это кооперативный эффект в нелинейных системах при котором энергия шума, распределенная по широкому спектру, перекачивается в выходную энергию на частоте входного сигнала.

При этом амплитуда отклика системы описывается функцией резонансного типа, в которой аргументом является уровень шума. Явление стохастического резонанса впервые экспериментально наблюдалось в электронной цепи (триггер Шмитта). Зависимость частоты переключений триггера от интенсивности внешнего шума для трех различных значений амплитуды входного сигнала представлено на рис. 5.

Вначале сигнал был слабый. Он не оказывал существенного влияния на экспоненциальную зависимость средней частоты срабатывания триггера от интенсивности шума (кривая А=0). С ростом амплитуды подпорогового сигнала эта зависимость качественно менялась: появилась полоса значений уровня шума, в которой средняя частота переключений практически оставалась постоянной и очень близкой к частоте внешнего сигнала (кривые А=50 мВ и А = 150 мВ) Это есть та область, где имеет место эффект.

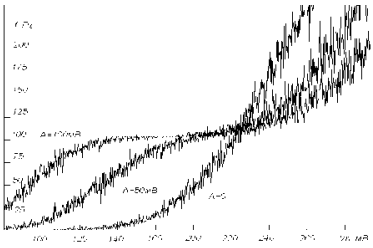


Рис. 5

В работе [5] показано, что причиной стохастического резонанса является изменение вследствие шума эффективных параметров системы, а именно, упругости и коэффициента затухания по отношению к реакции на входной сигнал.

В связи с ранее сказанном обратимся к работе [6], где на рис. 6-7 представлены спектрограммы вибраций рессор с помощью спектрального анализа. Получены оценки спектров мощности колебаний рессор в течение одной установки рессоры на стен-

де в разные моменты времени (от постановки на стенд и до разрушения). Проанализировано 120 спектрограмм. Частота собственных колебаний рессор лежат в интервале 20- 5000Гц. Отмечен эффект концентрации спектра мощности вибраций в низкочастотной части спектра, степень которой зависит от наработки рессоры при испытаниях на усталость. Наблюдается в какой-то степени схожесть между рис. 5, рис. 6 и рис. 7: а именно, концентрация спектров мощности вибраций происходит в низкочастотной области спектра.

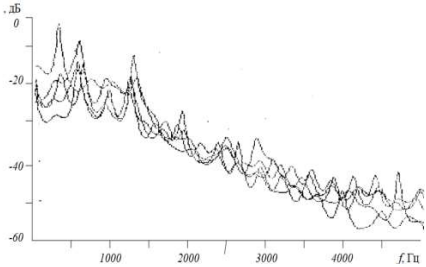


Рис. 6

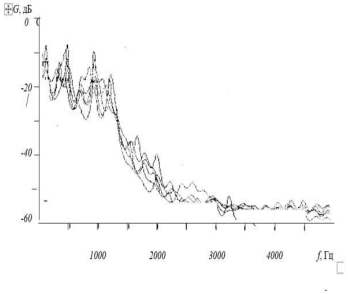


Рис. 7

В спектрограммах работы [1], где исключается влияние помех, подобная картина не наблюдается.

Представляется возможность предположить использование помех разной природы в методах АЭ, которые различными способами устраняются, позволит улучшить диагностические свойства метода АЭ. Более того, техническое избавление от помех всякого вида приводит к большому усложнению и удорожанию метода. Возможно установление порога шума в методе АЭ приведет к удешевлению и упрощению названного метода.

[1] Казачек Н.Е., Казачек С.В. // Обозрение прикладной и промышленной математики. 2015. Т. 22, № 5. С. 585.
[2] Степанова Л.Н. // Деформация и разрушение материалов. 2014. № 6. С. 41.
[3] Donnell M.D., Stocks N.G., Pearce Ch.E., Abbott D. // Nature. 1995. Vol. 373. P. 33.
[4] Fauve S., Heslot F. // Phys. Lett. A. 1983. Vol. 97. P. 5.
[5] Ланда П.С., Трубецков Д.И., Гусев В.А. // УФН. 2009. Т. 179. С. 2553.
[6] Казачек Н.Е. // Обозрение прикладной и промышленной математики. 1998. Т. 5. № 2. С. 222.

МУЛЬТИСТАБИЛЬНОСТЬ В НЕЛИНЕЙНЫХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ, ВЫЗВАННАЯ ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЦВЕТНЫХ ШУМОВ

А.А. Харчева[1)], А.А. Дубков[1)], Б. Дыбиец[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Ягеллонский университет (Краков, Польша)

Рассмотрим нелинейную систему под воздействием процесса Орнштейна-Уленбека $\eta(t)$ (цветной гауссов шум)

$$\dot{x}(t) = -U'(x) + \eta(t),$$
$$\dot{\eta}(t) = -\frac{1}{\tau_c}\eta(t) + \frac{1}{\tau_c}\sqrt{2D}\xi(t), \quad (1)$$

где τ_c – время корреляции и $\xi(t)$ – дельта-коррелированный белый гауссовский шум с нулевым средним $\langle\xi(t)\rangle = 0$ и интенсивностью $2D$. Соответствующее уравнение Фоккера-Планка для совместной функции плотности вероятности $P_2(x, y, t)$ может быть получено напрямую из уравнений Ланжевена дифференциальным методом и имеет следующий вид

$$\frac{\partial P_2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}(U'(x) - y)P_2 + \frac{1}{\tau_c}\frac{\partial}{\partial y}(yP_2) + \frac{D}{{\tau_c}^2}\frac{\partial^2 P_2}{\partial t^2}. \quad (2)$$

В приближении унифицированного цветного шума (UCNA) [1] установившееся вероятностное распределение имеет вид

$$P_{st}(x, \tau_c) = C|1 + \tau_c U''| \cdot exp\left\{-\frac{1}{D}\left(\frac{\tau_c U'^2}{2} + U\right)\right\}, \quad (3)$$

где C – константа нормировки.

Для степенного потенциала вида $U(x) = bx^{2m} + ax^2$ условие максимума установившегося вероятностного распределения (3) в точке $x = 0$ читается как

$$6b\tau_c\delta_{m,2} - \frac{a}{D}(1 + a\tau_c)^2 > 0. \quad (4)$$

Как следует из (4), для потенциалов с показателем $m > 2$ вероятностное распределение всегда унимодально. Условие бимодальности становится нетривиальным только в случае потенциала четвертой степени ($m = 2$) и принимает следующий вид

$$a(1 + a\tau_c)^2 < 6bD\tau_c. \quad (5)$$

Результаты численного анализа модели, описываемой уравнением (1), для потенциала четвертой степени и фиксированного времени корреляции $1/\tau_c = 1.4$ представлены на рис. 1 ($D = 1$) и рис. 2 ($D = 9$). Сравнение рисунков подтверждает, что при неизменном времени корреляции шума Орнштейна-Уленбека изменение интенсивности шума D может вызвать бимодальность стационарных состояний.

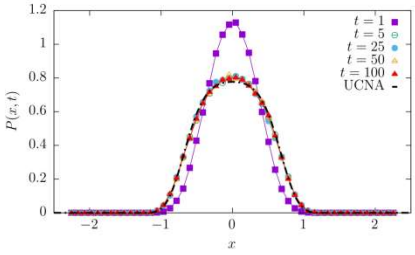


Рис. 1

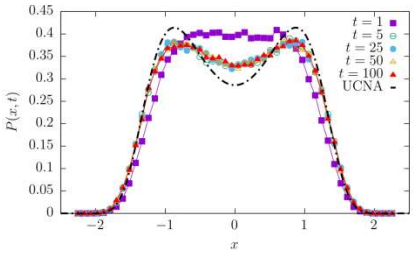


Рис. 2

Далее было численно изучено движение в фиксированных одноямных потенциалах вида $V(x) = |x|^n/n$ для того, чтобы проверить, могут ли стационарные состояния быть бимодальными для промежуточных значений n. Рис. 3 демонстрирует, что для $n \leq 2$ стационарные состояния унимодальны, в то время как для $n > 2$ (рис. 4 и рис. 5) стационарные плотности вероятности могут быть бимодальными. Уже при $n = 2.01$ установившееся вероятностное распределение существенно отличается от нормального распределения (в частности, виден неглубокий минимум стационарного распределения). В то же время при $n = 2.02$ виден отчетливый минимум стационарного распределения в точке $x = 0$. Результаты для $n > 3$ (рис. 5) демонстрируют строгую бимодальность.

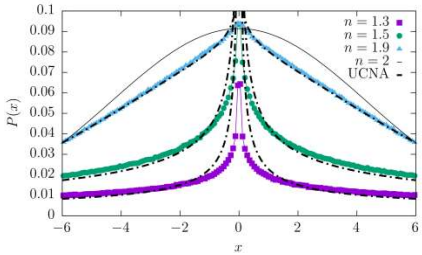


Рис. 3

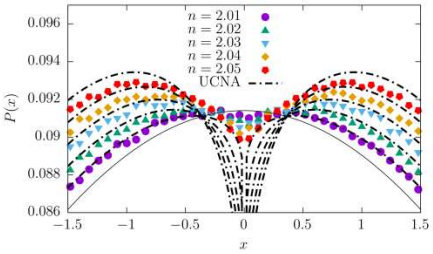


Рис. 4

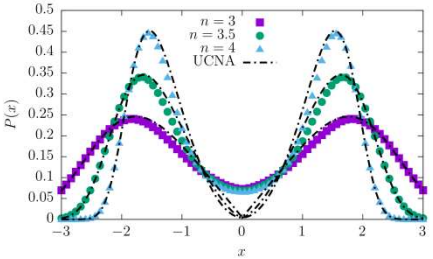


Рис. 5

Далее проверим, может ли добавление марковского дихотомического шума индуцировать стационарные состояния с более чем двумя модальными значениями. Сначала рассмотрим одномерный переключающийся потенциал

$$U(x,t) = \frac{b}{4}[x - \xi_{DN}(t)]^4 + \frac{a}{2}[x - \xi_{DN}(t)]^2, \quad (6)$$

где $\xi_{DN}(t)$ – симметричный марковский дихотомический шум со средним темпом переключения γ и принимающий два значения $\pm\Delta$ с одинаковой вероятностью.

В этом случае нами было показано, что эволюция вероятностного распределения $P(x,\eta,t)$ описывается следующей системой уравнений

$$\frac{\partial P}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\eta - bx^3 - 3b\Delta^2 x - ax)P + \rho\frac{\partial}{\partial \eta}(\eta P) - \frac{\partial}{\partial x}(3bx^2 + b\Delta^2 + a)Q + D\frac{\partial^2 P}{\partial \eta^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -2\gamma Q - \frac{\partial}{\partial x}(\eta - bx^3 - 3b\Delta^2 x - ax)Q + \rho\frac{\partial}{\partial \eta}(\eta Q) - \Delta^2\frac{\partial}{\partial x}(3bx^2 + b\Delta^2 + a)P + D\frac{\partial^2 Q}{\partial \eta^2}, \quad (8)$$

где введена вспомогательная функция $Q(x,\eta,t) = \langle \xi_{DN}(t)\delta(x - x(t))\delta(\eta - \eta(t))\rangle$.

Рис. 6 демонстрирует установившиеся вероятностные распределения для различных темпов переключения γ и различных значений дихотомического шума: а) $\Delta = 1$, б) $\Delta = 2$, в) $\Delta = 4$. Левый столбец соответствует потенциалу четвертой степени ($a = 0$, $b = 1$), в то время как правый столбец – «смеси» параболического потенциала и потенциала четвертой степени ($a = 1$, $b = 1$). Значения других параметров: $1/\tau_c = 0.05$, $D = 1$. Можно сделать вывод, что для соответствующего выбора параметров, количество мод может быть увеличено.

Одномерная модель с комбинированным действием симметричного марковского дихотомического шума и шума Орнштейна-Уленбека может быть обобщена до двухмерной. Рассмотрим двухмерный потенциал четвертой степени

$$U(x,y,t) = \frac{1}{4}([x - \xi_{DN}^2(t)]^2 + [y - \xi_{DN}^2(t)]^2)^2, \quad (9)$$

где $\xi_{\mathrm{DN}}^i(\mathrm{t})$ $(i = 1{,}2)$ – два независимых симметричных марковских дихотомических шума с одинаковыми величинами $\pm\Delta$. Стационарные состояния для двумерных фиксированного и случайного потенциалов, заданных уравнением (9) изображены на рис. 7. Верхний ряд изображает стационарные состояния в фиксированном одномном потенциале четвертой степени. Различные строки соответствуют различным темпам переключения дихотомического шума γ. Разные столбцы соответствуют разным значениям $1/\tau_c$ шума Орнштейна-Уленбека.

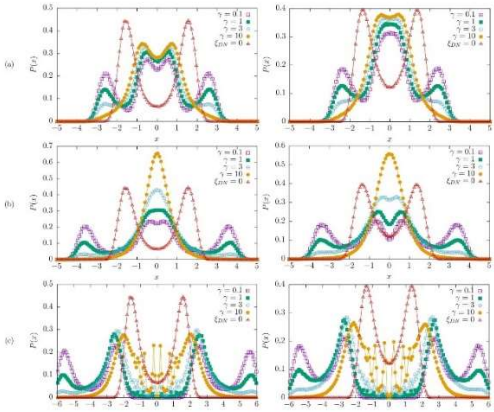


Рис. 6

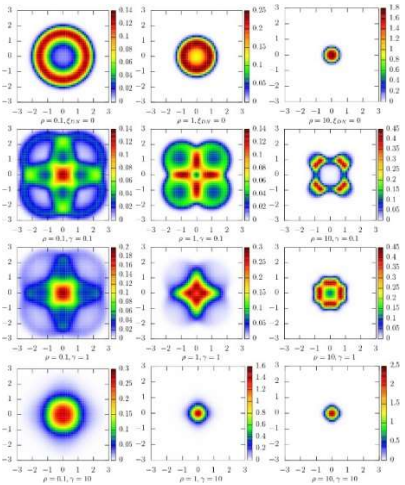


Рис. 7

[1] Chua L.O. // IEEE Trans. Circuit Theory. 1971. Vol. 18, P. 507.
[2] Chua L. // Applied Physics A. 2018. P. 563-1.
[3] Slipko V.A., Pershin Y.V., Di Ventra M. // Phys. Rev. E. 2013. Vol. 87, P. 042103-1.
[4] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature. 2008. Vol. 453. P. 80.

МЕТОД КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ ВО ВРЕМЕННОЙ ОБЛАСТИ В ЗАДАЧАХ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ДИСПЕРГИРУЮЩИХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

В.М. Овсянникова, А.В. Шиндин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе рассматривается метод JEC FDTD для моделирования распространения электромагнитных волн в диспергирующих анизотропных средах.

Метод JEC основан на описании плазмы как среды распространения электромагнитных волн в уравнениях Максвелла через плотность тока. Такой подход может быть использован и в случае моделирования анизотропной плазмы.

Рассмотрим неоднородную анизотропную магнитоактивную плазму. Исходные уравнения для этого случая состоят из уравнений Максвелла в дифференциальной форме для электромагнитных полей в вакууме с плотностью тока, связанного с движением электронов в плазме и из уравнения, связывающего плотность тока с электрическим полем. Его можно получить из закона движения электронов в электромагнитном поле и выражения для плотности тока через заряд, концентрацию и скорость электронов.

$$\nabla \times \boldsymbol{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \boldsymbol{J} \tag{1}$$

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu_0 \frac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \tag{2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{J}}{\partial t} + \nu_c \boldsymbol{J} = \varepsilon_0 \omega_p^2 \boldsymbol{E} + \boldsymbol{\omega_{ce}} \times \boldsymbol{J}. \tag{3}$$

Метод FDTD базируется на двух концепциях: сетка Yee и конечно-разностная аппроксимация частных производных. Пространственно-временная сетка YEE определяет в каких узлах определены поля. Шаг сетки при этом половинчатый, а индексы характеризующие узлы сетки могут быть дробными. Поля E и H чередуются как в пространстве, так и во временной области.

На рис. 1 представлен трехмерный вариант сетки YEE. Видно, что в этом варианте, компонента E_x определена в узлах дробных по X и целых по Y и Z. А, например, поле H_z определено в узлах дробных по X и Y и целых по Z. Если поле E определено узлах с целым временным индексом, то

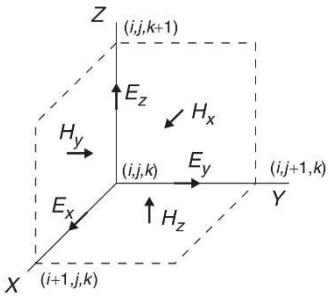


Рис. 1

поле H определяется в дробных временных узлах. Ток определяется аналогично полю E в пространстве и аналогично полю H во временной области.

Рассмотрим плоскую волну, которая распространяется вдоль оси Z, магнитное поле направленно под углом к оси Z и лежит в плоскости YZ. При такой геометрии (см. рис. 2) нулевой является только компонента H_z.

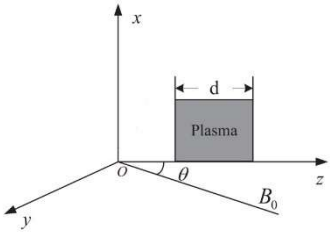


Рис. 2

Применим центрально-разностную аппроксимацию для производных всех трех проекций поля E и двух проекций поля H:

$$\tilde{E}_x^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_x^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\Delta x}\left(H_y^n\left(k+\frac{1}{2}\right) - H_y^n\left(k-\frac{1}{2}\right)\right) - \tilde{J}_x^n(k) \tag{4}$$

$$\tilde{E}_y^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_y^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\Delta x}\left(H_x^n\left(k+\frac{1}{2}\right) - H_x^n\left(k-\frac{1}{2}\right)\right) - \tilde{J}_y^n(k) \tag{5}$$

$$\tilde{E}_z^{n+1/2}(k) = \tilde{E}_z^{n-1/2}(k) - \tilde{J}_z^n(k) \tag{6}$$

$$H_x^{n+1}\left(k+\frac{1}{2}\right) = H_y^n\left(k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\Delta x}\left(\tilde{E}_y^{n+\frac{1}{2}}(k+1) - \tilde{E}_y^{n+\frac{1}{2}}(k)\right) \tag{7}$$

$$H_y^{n+1}\left(k+\frac{1}{2}\right) = H_y^n\left(k+\frac{1}{2}\right) - \frac{\Delta t}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}\Delta x}\left(\tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k+1) - \tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}}(k)\right) \tag{8}$$

$$H_z = const. \tag{9}$$

Уравнения, связывающие ток и электрическое поле, после такой аппроксимации образуют систему ОДУ, которая решалась с помощью чисто неявной схемы. Результирующие уравнения:

$$\tilde{J}_x^{n+1} = C\left(e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_x^n + \omega_p^2\Delta t^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}} - \omega_{cez}\Delta t e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_y^n - \omega_{cez}\Delta t^3\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_y^{n+\frac{1}{2}} + \omega_{cey}\Delta t e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_z^n + \omega_{cey}\Delta t^3\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_z^{n+\frac{1}{2}}\right) \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\tilde{J}_y^{n+1} = C(&\omega_{cez}e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_x^n + \omega_{cez}\omega_p^2\Delta t^3 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}} \\ &+ \left(\omega_{cey}^2\Delta t^2 + 1\right)e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_y^n \\ &+ \left(\omega_{cey}^2\Delta t^2 + 1\right)\Delta t^4\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_y^{n+\frac{1}{2}} \\ &+ \omega_{cey}\omega_{cez}\Delta t^2 e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_z^n \\ &+ \omega_{cey}\omega_{cez}\Delta t^4\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_z^{n+\frac{1}{2}}\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}\tilde{J}_z^{n+1} = C\Big(&-\omega_{cey}\Delta t e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_x^n - \omega_{cey}\omega_p^2\Delta t^3 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_x^{n+\frac{1}{2}} \\ &+ \omega_{cey}\omega_{cez}\Delta t^2 e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_y^n \\ &+ \omega_{cey}\omega_{cez}\Delta t^4\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_y^{n+\frac{1}{2}} \\ &+ (\omega_{cez}^2\Delta t^2 + 1)e^{-\nu_c\Delta t}\tilde{J}_z^n \\ &+ (\omega_{cez}^2\Delta t^2 + 1)\Delta t^2\omega_P^2 e^{-\frac{\nu_c\Delta t}{2}}\tilde{E}_z^{n+\frac{1}{2}}\Big),\end{aligned} \tag{12}$$

где $C = \frac{1}{(\omega_{cez}^2\Delta t^2 + \omega_{cey}^2\Delta t^2 + 1)}$.

В уравнениях (4-12) $\tilde{\boldsymbol{E}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}\boldsymbol{E}, \tilde{\boldsymbol{J}} = c\Delta t\boldsymbol{J}$.

На рис. 3-5 представлен пример визуализации электромагнитного поля, построенного на основе формул (7-15) в различные моменты времени. Параметры магнитного поля заданы близкими к типичным значениям в ионосфере в районе западноевропейской части РФ: угол наклона к оси z – 19 градусов, циклотронная частота – 1,4 МГц. Параметры падающего импульса: длительность – 1 мкс; частота – 4,5 МГц. Параметры счетной области: пространственный шаг – 5 м, временной шаг – 8 нс. Параметры плазменного слоя (серая область на рисунках): длина – 500 м, плазменная частота линейно растет с пространственной координатой от 0 до 5 МГц. Из данной визуализации видно следующее:

- Э/м волна линейной поляризации расщепляется на обыкновенную и необыкновенную составляющие, каждая из которых имеет эллиптическую поляризацию.

- Частота заполнения падающего импульса подобрана таким образом, что обыкновенная волна практически полностью отражается от некоторой точки пространства в плазме, а необыкновенная волна, напротив, проходит слой плазмы насквозь.

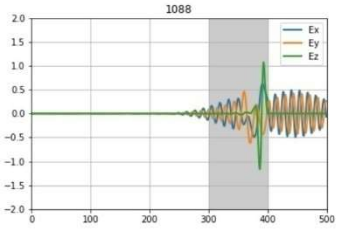


Рис. 3

- В области отражения обыкновенной волны наблюдается т.н. плазменный резонанс, когда частота импульса совпадает с частотой собственных колебаний электронов в этой области и возникают достаточно интенсивные продольные (вдоль направления распространения) колебания плотности тока и электрического поля, которые еще долго затухают даже после того, как импульс вышел из счетной области.

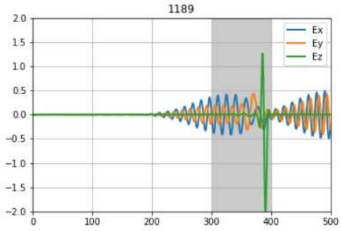


Рис. 4

В результате проведенного моделирования можно сделать следующие выводы:

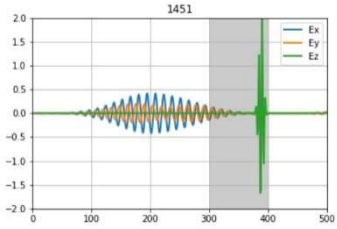


Рис. 5

1. Учет плазмы через плотность тока (а не через материальные уравнения) в уравнениях Максвелла дает возможность достаточно простым и прозрачным способом использовать метод FDTD для моделирования распространения э/м волн в плазме (в том числе неоднородной и анизотропной).
2. Разностные уравнения для тока могут быть получены различными способами.
3. Для того, чтобы пронаблюдать многие известные эффекты, не обязательно использовать трехмерную пространственную сетку, достаточно одномерной сетки (все компоненты поля при этом зависят от одной координаты).
4. Разработанные программы, включающие анимированные визуализации, могут использоваться в качестве демонстрационного материала в дисциплинах, связанных с электродинамикой и распространением радиоволн, а также для симуляции реальных экспериментов по зондированию ионосферы короткими э/м импульсами и т.н. “синтеза ионограмм”.

[1] Zhang J., Fu H., Scales W. // IEEE Transactions on Plasma Science. 2018. PP (99), doi: 10.1109/TPS.2018.2830416.
[2] Chen Q., Katsurai M., Aoyagi P.H. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1998. Vol. 46, № 11. P. 1739.
[3] Sullivan D. M. Electromagnetic simulation using the FDTD method. Second edition. – Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 1949.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПРОСТОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ КРИСТАЛЛА ФУЛЛЕРИТА

И.С. Павлов[1, 2], А.В. Муравьева[1]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт проблем машиностроения РАН

В настоящее время всё больше технологических применений находят материалы на основе углерода. Одним из таких материалов, наряду с нанотрубками и графеном, являются фуллериты – твердотельные структуры, образованные на основе фуллеренов (как C_{60}, так и высших фуллеренов – C_{70}, C_{76}, C_{78}, C_{80} и т.д.) [1]. Принадлежность фуллеритов к кристаллам молекулярного типа позволяет рассматривать образующие их фуллерены подобно молекулам, причем могут легко менять при тепловом движении относительную пространственную ориентацию даже в условиях кристаллического окружения, т.е. совершать так называемые ориентационные фазовые переходы. Такая способность фуллеренов обусловлена их высокосимметричной, почти сферической формой. В частности, фуллерены C_{60} в кристалле находятся в состоянии почти свободного вращения с тремя степенями свободы [1].

Сверх- и ультратвердые фуллериты характеризуются уникально высокими значениями скоростей продольных упругих волн в пределах от 11 км/с до 26 км/с в зависимости от их структуры, определяемой условиями синтеза [2]. Измеренное в одной из фуллеритовых фаз значение 26 км/с является рекордным – оно почти на 20% больше скорости продольных волн в графите вдоль атомных слоев, равной 21,6 км/с (до последнего времени это значение было наибольшим для всех известных веществ) и на 40% больше соответствующей скорости в алмазе (18,6 км/с). Скорости поперечных волн в твердых фуллеритовых фазах также высоки (их значения лежат в пределах от 7 км/с до 9,7 км/с), но все же они меньше, чем в алмазе (11,6 – 12,8 км/с), которые попрежнему остаются рекордными среди известных в настоящее время веществ.

При комнатной температуре фуллерены C_{60} кристаллизуются с образованием гранецентрированной кубической решетки (ГЦК) – самой плотноупакованной из кубических решеток с периодом решетки a=1,417 нм [1]. Расстояние между центрами ближайших фуллеренов C_{60} в кристаллической структуре 1,002 нм, плотность фуллерита составляет 1,72 г/см^3. При понижении температуры до 250 К, кристаллическая структура фуллерита C_{60} испытывает фазовое превращение первого рода, при котором ГЦК-решетка перестраивается в простую кубическую (ПК) решетку [3].

Для описания физико-механических свойств таких сред и протекающих в них динамических (волновых) процессов необходимы математические модели, которые позволили бы установить аналитические зависимости между параметрами микромодели и макрохарактеристиками среды. Для построения такой модели рассмотрим кубическую решетку из жестких шарообразных частиц (зерен) массы M, имеющих форму шара диаметром d. В исходном состоянии они сосредоточены в узлах решетки с периодом a. Каждая частица обладает шестью степенями свободы: центр масс частицы с номером $N=N(i, j)$ может смещаться вдоль осей x, y и z (трансляционные степени свободы $u_{i,j}$, $v_{i,j}$ и $w_{i,j}$), а сама частица может поворачиваться вокруг каждой из этих осей (ротационные степени свободы $\theta_{i,j}$, $\psi_{i,j}$ и $\varphi_{i,j}$) (рис. 1).

Считается, что каждая частица взаимодействует лишь с ближайшими соседями, удаленными от нее на расстояние a (частицы 1-й координационной сферы), $a\sqrt{2}$ (2-й координационной сферы) и $a\sqrt{3}$ (3-й сферы). Центральные и нецентральные взаимодействия соседних частиц моделируются упругими пружинами пяти типов: центральными (с жесткостью K_0), нецентральными с жесткостью K_1 (рис. 2), диагональными (K_2), а также пружинами с жесткостями K_3 и K_4, соединяющими центральную частицу с зернами, соответственно, второй и третьей координационными сферами. Центральные пружины K_0 соединяют центры соседних частиц, точки соединения с частицами пружин вида K_1 и K_2 лежат в вершинах куба со стороной b, вписанного в шар диаметра $d = b\sqrt{3}$ (на рис. 2 $A_2B'_1$, $B_2A'_1$, $E_2C'_1$, $C_2E'_1$ – пружины с жесткостью K_1, $A_2C'_1$, $E_2B'_1$, $B_2E'_1$, $C_2A'_1$ – пружины вида K_2), а пружины с жесткостями K_3 и K_4 прикреплены к серединам ближайших друг к другу ребер кубов, геометрические центры которых в исходном состоянии расположены на расстояниях $a\sqrt{2}$ и $a\sqrt{3}$. Взаимодействия при растяжении-сжатии материала моделируются центральными и нецентральными пружинами. Через пружины K_1 передаются также моменты при поворотах частиц. Пружины с жесткостью K_1 и K_2 характеризуют силовые взаимодействия частиц при сдвиговых деформациях в материале.

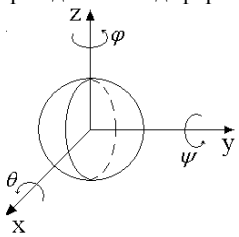


Рис. 1

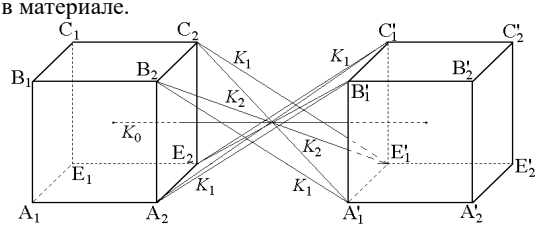


Рис. 2

Предполагается, что смещения зёрен малы по сравнению с размерами элементарной ячейки рассматриваемой решетки. Взаимодействие частиц при их отклонениях от положения равновесия определяется относительными удлинениями пружин и описывается квадратичным потенциалом, пропорциональным жесткостям пружин. По процедуре, изложенной в работе [4], можно получить дифференциально-разностные уравнения, описывающие динамику кубической решетки из шарообразных частиц.

В случае длинноволновых возмущений функция Лагранжа L рассматриваемой среды из шарообразных частиц с точностью до квадратичных слагаемых примет вид:

$$\begin{aligned} L = \frac{M}{2}(u_t^2 + v_t^2 + w_t^2) + \frac{J}{2}(\varphi_t^2 + \theta_t^2 + \psi_t^2) - \frac{M}{2}[c_1^2(u_x^2 + v_y^2 + w_z^2) \\ + c_2^2(v_x^2 + v_z^2 + u_y^2 + u_z^2 + w_x^2 + w_y^2) + s^2(v_y w_z + v_z w_y \\ + u_x w_z + u_z w_x + u_x v_y + u_y v_x) + \beta_1^2(\varphi^2 + \theta^2 + \psi^2) \\ + +\beta_2^2(v_x\varphi - w_x\psi + w_y\theta - u_y\varphi + u_z\psi - v_z\theta) + b^2c_3^2(\varphi_z^2 \\ + \theta_x^2 + \psi_y^2) + b^2c_4^2(\varphi_x^2 + \varphi_y^2 + \theta_y^2 + \theta_z^2 + \psi_x^2 + \psi_z^2)]. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь введены обозначения: c_1 и c_2 – скорости распространения продольной и поперечной волн, c_3 и c_4 – скорости ротационных волн различной поляризации, s –

коэффициент связи между продольными и сдвиговыми деформациями, β_1 и β_2 – параметры связи микроповоротов с поперечной и продольной волнами. С помощью вариационного принципа Гамильтона-Остроградского из функции Лагранжа (1) можно вывести систему дифференциальных уравнений, описывающую распространение акустических и ротационных волн в кубической решетке из сферических частиц [5].

Коэффициенты функции Лагранжа (1) выражаются через силовые постоянные K_0, K_1, K_2, K_3, K_4 период решетки a и размер частицы $b = d/2\sqrt{3}$ следующим образом:

$$
\begin{aligned}
c_1^2 &= \frac{a^2}{M}\left(K_0 + \frac{8(a-b)^2}{(a-b)^2+b^2}K_1 + \frac{4(a-b)^2}{(a-b)^2+2b^2}K_2 + \frac{K_3}{\sqrt{2}} + \frac{2K_4}{3}\right),\\
c_2^2 &= \frac{a^2}{M}\left(\frac{4b^2}{(a-b)^2+b^2}K_1 + \frac{4b^2}{(a-b)^2+2b^2}K_2 + \frac{K_3}{2\sqrt{2}} + \frac{2K_4}{3}\right),\\
s^2 &= \frac{a^2}{M}\left(\frac{K_3}{\sqrt{2}} + \frac{4K_4}{3}\right),\\
\beta_1^2 &= \frac{8a^2b^2}{M}\left(\frac{K_1}{(a-b)^2+b^2} + \frac{K_2}{(a-b)^2+2b^2}\right),\\
\beta_2^2 &= \frac{8a^2b^2}{M}\left(\frac{K_2}{(a-b)^2+2b^2}\right),\\
c_3^2 &= \frac{2a^2b^2}{M}\left(\frac{K_1}{(a-b)^2+b^2}\right),\\
c_4^2 &= \frac{a^2}{M}\left(\frac{(a-b)^2+a^2}{(a-b)^2+b^2}K_1 + \frac{a^2}{(a-b)^2+2b^2}K_2\right).
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

Из (2) следует, что $\beta_1^2 + s^2 = 2c_2^2$ и $\beta_2^2 + 4c_3^2 = \beta_1^2$. Таким образом, в данной анизотропной модели лишь 5 независимых макроконстант, а при переходе к изотропной среде останется лишь 4 константы. Аналогичный результат получен для изотропной среды в работе [6].

Анализ зависимости нормированных на $c_0=a\sqrt{K_0/M}$ скоростей акустических и ротационных волн от относительного размера зерна d/a при K_{10}=0,3, K_{20}=0,9, K_{30}=1, K_{40}=1 (здесь и далее $K_{i0}=K_i/K_0$) показал, что скорость продольных волн c_1 является наибольшей, а скорость ротационных волн c_3 – наименьшей (рис. 3). И если в данном случае $c_4>c_2$, то уменьшение параметра моментных взаимодействий K_{20} и увеличение параметров K_{30} и K_{40} приводит к тому, что $c_2>c_4$ (рис. 4-6). На рис. 4-6 K_{30}=1,2, K_{40}=1,6. Кроме того, на рис. 4 K_{20}=0,3, d/a=0,1, на рис. 5 K_{10}=0,3, d/a=0,9, на рис. 6 K_{20}=0,3, d/a=0,9. Заметим, что при малых размерах зерна скорости волн c_2 и c_3 практически неизменны (рис. 4). Наиболее существенный рост этих скоростей наблюдается при малом K_{20} и больших размерах частиц (рис. 6).

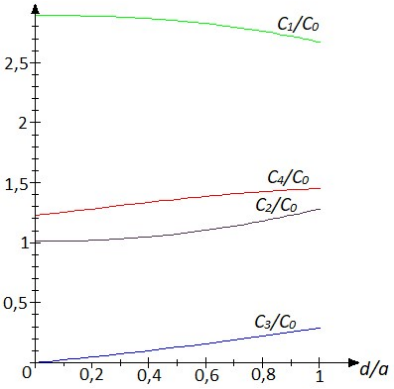


Рис. 3

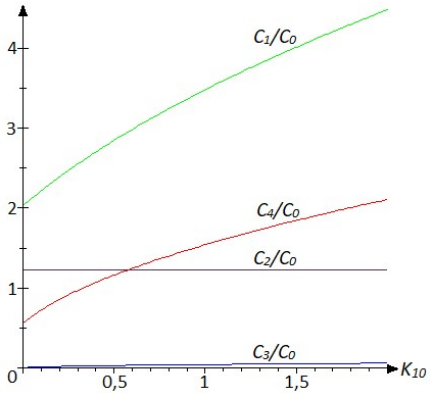


Рис. 4

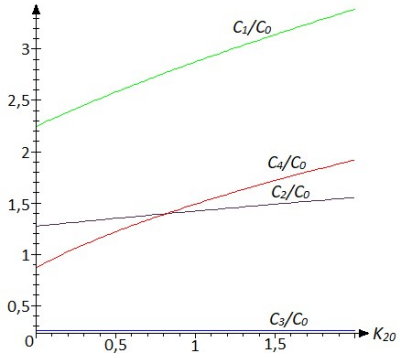


Рис. 5

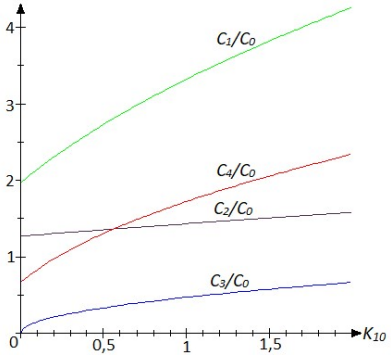


Рис. 6

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 19-08-00965-а).

[1] Сидоров Л.Н. и др. Фуллерены: Учебное пособие. – М.: Экзамен, 2005, 688 с.
[2] Бланк В.Д. и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 1364.
[3] Кобелев Н.П. и др. // Физика твердого тела. 1994. Т. 36, № 9. С. 2732.
[4] Pavlov I.S., Potapov A.I., Maugin G.A. // Int. J. of Solids and Structures. 2006. Vol. 43, № 20. P. 6194.
[5] Ерофеев В.И., Павлов И.С., Леонтьев Н.В. // Механика композиционных материалов и конструкций. 2013. Т. 19, № 3. С. 299.
[6] Садовский В.М. // Дальневосточный математический журнал. 2016. Т. 16, № 2. С. 209.

РЕГУЛЯРНЫЕ И НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ КАЛЬЦИЯ В АСТРОЦИТАХ

М.С. Синицина, С.Ю. Гордлеева, В.Б. Казанцев, Е.В. Панкратова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Астроциты – это глиальные клетки центральной нервной системы, которые, в отличие от электрически возбудимых нервных клеток, способны генерировать импульсы химической активности, представляющие собой изменения во времени концентрации свободного цитозольного кальция. Такого рода химическая активность экспериментально фиксируется различными методами флюоресцентной и конфокальной лазерной *микроскопии. Результаты исследований показывают, что для астроцитов характерны как* спонтанные изменения концентрации кальция [1, 2], так и кальциевые сигналы, вызванные активностью нейронов [3]. При этом астроцитарные кальциевые сигналы могут быть локализованы в синапсах либо распространяться по астроцитарной сети. Характерной особенностью таких сигналов является наличие различных по амплитуде изменений концентрации кальция: так называемых всплесков (blips) и импульсов (puffs) [4]. Под всплесками понимаются короткие и слабые пики, которые соответствуют открытию одного канала IP_3R (или одного тетрамера IP_3R канала), в то время как импульсы являются более длинными и более высокими пиками, возникающими в результате согласованного открытия группы соседних IP_3R каналов (или их тетрамеров) через кальций-индуцированный принцип высвобождения кальция (CICR). В связи с тем, что формирование различных пространственно-временных изменений концентрации кальция связывают с различными физиологическими функциями, особое значение приобретает анализ динамических режимов, наблюдаемых при изменении параметров соответствующей математической модели.

В данной работе были рассмотрены уравнения Лаврентовича-Хемкина [5], моделирующие особенности спонтанного изменения концентрации кальция в цитозоли астроцита с учетом изменения концентрации кальция в эндоплазматическом ретикулуме и Ca^{2+}-зависимой динамики концентрации инозитол-1,4,5-трифосфата (IP_3), индуцирующего высвобождение ионов кальция из внутриклеточных депо:

$$\begin{aligned}\frac{d[Ca^{2+}]_{cyt}}{dt} &= J_{in} - k_{out}[Ca^{2+}]_{cyt} + J_{CICR} - J_{serca} \\ &\quad + k_f\left([Ca^{2+}]_{ER} - [Ca^{2+}]_{cyt}\right), \\ \frac{\mathrm{d}[\mathrm{Ca}^{2+}]_{ER}}{dt} &= J_{serca} - J_{CICR} + k_f\left([\mathrm{Ca}^{2+}]_{cyt} - [\mathrm{Ca}^{2+}]_{ER}\right), \\ \frac{d[\mathrm{IP}_3]_{cyt}}{dt} &= J_{PLC} - k_{deg}[\mathrm{IP}_3]_{cyt},\end{aligned} \tag{1}$$

где выражения для J_{serca}, J_{CICR} и J_{PLC} имеют следующий вид:

$$J_{serca} = v_{M2}\left(\frac{[Ca^{2+}]_{cyt}^2}{[Ca^{2+}]_{cyt}^2 + k_2^2}\right), \tag{2}$$

$$J_{CICR} = 4v_{M3}\left(\frac{k_{CaA}^2[Ca^{2+}]_{cyt}^n}{([Ca^{2+}]_{cyt}^n + k_{CaA}^n)([Ca^{2+}]_{cyt}^n + k_{CaI}^n)}\right)$$
$$\cdot\left(\frac{[IP_3]_{cyt}^m}{([IP_3]_{cyt}^m + k_{ip3}^m)}\right)([Ca^{2+}]_{ER} - [Ca^{2+}]_{cyt}),$$
$$J_{PLC} = v_p\left(\frac{[\mathrm{Ca}^{2+}]_{cyt}^2}{[\mathrm{Ca}^{2+}]_{cyt}^2 + k_p^2}\right)$$

и параметры выбраны такими же, как в работе [5]. В качестве контрольных параметров были рассмотрены параметры, определяющие величину потока ионов кальция из эндоплазматического ретикулума в цитозоль клетки и в обратном направлении, а также величина обратной связи концентрации кальция и IP_3. В частности, на рис. 1 представлена бифуркационная диаграмма, полученная при увеличении параметра v_{M3}. На диаграмме отмечены значения локальных максимумов концентрации кальция в цитозоли, наблюдаемые в реализации после завершения переходных процессов.

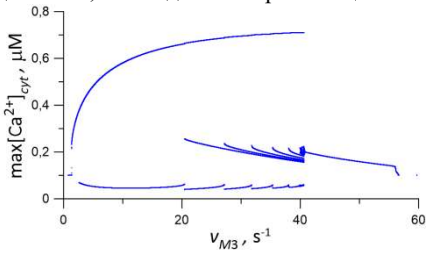


Рис. 1

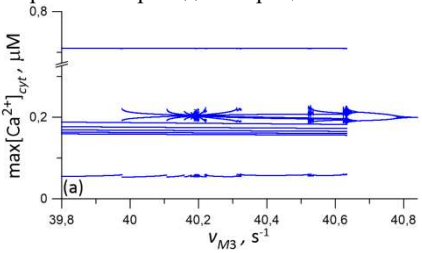


Рис. 2

Следует отметить, что при малых и больших значениях рассматриваемого параметра единственное состояние равновесия системы устойчиво, здесь наблюдается эффект гибели колебаний [6]. Выход из данных режимов при малых и больших v_{M3} происходит по-разному. При увеличении параметра (при v_{M3}>1.36 s^{-1}) достаточно быстро для концентрации кальция в цитозоли устанавливаются колебания большой амплитуды, частота таких колебаний мала. При уменьшении параметра (при v_{M3}<56.4 s^{-1}), напротив, возникает высокочастотная химическая активность малой амплитуды. При изменении v_{M3} внутри диапазона этих значений наблюдаются разнообразные колебательные режимы, некоторые из которых представлены на рис. 3 (v_{M3}=7 s^{-1}), рис. 4 (v_{M3}=40.633 s^{-1}) и рис. 5 (v_{M3}=40.64 s^{-1}). В частности, реализации для концентрации кальция в цитозоли, представленные на рис. 3 и рис. 4 (нижние графики), поясняют появление дополнительных «веток» на бифуркационной диаграмме, обусловленные появлением высокочастотных колебаний малой амплитуды вслед за импульсом большой амплитуды. Число таких всплесков при увеличении v_{M3} растет сначала регулярным образом, однако, начиная с некоторого значения, интервалы с повторяющимися последовательностями импульсов и всплесков сменяются интервалами нерегулярной динамики. При дальнейшем увеличении v_{M3} химическая активность астроцитов не содержит изменений большой амплитуды, рис. 5. Нерегулярная

динамика всплесков становится регулярной в результате обратного каскада бифуркаций удвоения периода.

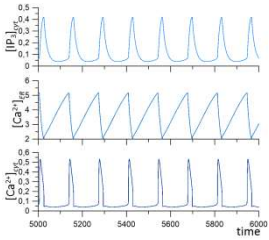


Рис. 3

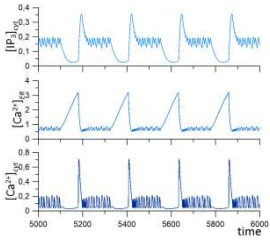


Рис. 4

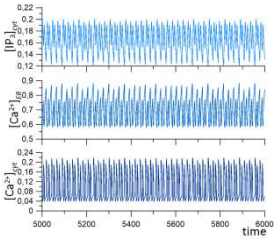


Рис. 5

Таким образом, в данной работе изучены различные сценарии смены динамических режимов концентрации астроцитарного кальция в рамках модели Лаврентовича-Хемкина при изменении потоков ионов кальция из эндоплазматического ретикулума в цитозоль клетки и в обратном направлении (ввиду ограниченного объема тезисов графики не представлены). Изучены особенности перехода в режим гибели кальциевых колебаний. Так как изменения концентрации кальция способны корректировать процессы обработки информационных сигналов нервными клетками, на основе проведенного анализа особенностей различных режимов астроцитарной химической активности в дальнейшем будет исследована их роль при взаимодействии структурных элементов в комплексных многоклеточных системах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 18-11-00294).

[1] Wang X., Lou N., Xu Q., Tian G.F., Peng W.G., Han X., et al. // Nature Neuroscience. 2006. Vol. 9, № 6. P. 816.
[2] Parri H.R., Crunelli V. // Neuroscience. 2003. Vol. 120, № 4. P. 979.
[3] Perea G., Araque A. // The Journal of Neuroscience: The Official Journal of the Society for Neuroscience. 2005. Vol. 25, № 9. P. 2192.
[4] Swillens S., Dupont G., Combettes L., Champeil P. // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. 1999. Vol. 96, № 24. P. 13750.
[5] Lavrentovich M., Hemkin S. // J. of Theor. Biol. 2008. Vol. 251. P. 553.
[6] Pankratova E.V., Kalyakulina A.I. // Regular and Chaotic Dynamics. 2016. Vol. 21, №7-8. P. 840.

СТРУЙНЫЕ ЗАКРУЧЕННЫЕ ТЕЧЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ И СОБСТВЕННЫЕ ФУНКЦИИ НЕСАМОСОПРЯЖЕННОГО ОПЕРАТОРА ROT

И.Н. Солдатов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работах [1, 2] были построены точные решения задач о малых движениях вязкой жидкости со свободной и инерционной поверхностью в полости быстровращающегося цилиндрического ротора. Для построения решений использовалась суперпозиция собственных функций оператора rot, собственные значения которого удовлетворяют определенному уравнению. Предложенный способ решения показал свою эффективность в задачах с вращающейся микрополярной [3] и проводящей вязкой жидкостью в безиндукционном приближении [4]. В докладе показано использование техники работ [1-4] на более сложной задаче распространения возмущений в колоннообразном вихре с аксиальным течением вязкой несжимаемой жидкости в ядре, окруженным потенциальным невязким течением.

Ещё лордом Кельвином было установлено [5], что колоннообразный вихрь без осевого течения в идеальной жидкости нейтрально устойчив к инфинитезимальным возмущениям цилиндрической поверхности ядра вихря. Неустойчивость возникает, как было показано авторами [6], когда есть достаточно быстрое осевое течение в ядре. Позднее были выполнены более детальные исследования неустойчивости [7-10]. Влияние вязкости жидкости во внутренней области вихря на устойчивость, за исключением частного случая с отсутствием осевого течения [11, 12] аналитически ранее не рассматривалось. Как известно, вязкость может быть стабилизирующим фактором, но может быть и причиной неустойчивости (например, вязкость ответственна за неустойчивость течения в плоском канале при больших числах Рейнольдса). В отличие от ранее проводившихся исследований, в данной работе учитывается вязкость жидкости ядра вихря с аксиальным течением, плотность жидкости ядра отличается от плотности жидкости во внешней области и учитывается возможность из-за действия центробежных сил образования каверны в ядре. Сила Кориолиса в быстровращающейся жидкости является доминирующей, влиянием нелинейных эффектов, как и влиянием силы тяжести пренебрегаем. Благодаря силе Кориолиса при возмущениях стационарного движения несжимаемой жидкости возникают волновые движения, называемые инерционными или гироскопическими волнами.

Линеаризованные уравнения возмущенного движения колоннообразного вихря с аксиальным течением W (или, другими словами, закрученной струи) $b \le r \le a$ и внешнего течения $r > a$ в равномерно вращающейся с угловой скоростью Ω (совпадающей со скоростью вращения невозмущенной струи) цилиндрической системе координат (с осью z вдоль оси симметрии) имеют вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + W\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \nu\nabla^2\boldsymbol{v} + 2[\boldsymbol{v}, \Omega], \nabla\cdot\boldsymbol{v} = 0, b \le r \le a \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{v_e}}{\partial t}+\frac{V_e}{r}\frac{\partial \boldsymbol{v_e}}{\partial \varphi}-2\frac{V_e}{r}v_1\boldsymbol{e_r}+\left(\frac{V_e}{r}u_e+u_e\frac{\partial V_e}{\partial r}\right)\boldsymbol{e_\varphi}= \\ -\frac{1}{\rho}\nabla p_e+2[\boldsymbol{v_e},\Omega],\nabla\cdot\boldsymbol{v_e}=0,r>a\,, \tag{2}$$

где **v** – кинематическая вязкость жидкости; величины, относящиеся к внешнему течению, снабжены индексом 1, W, V_e– скорости, характеризующие невозмущенное течение, остальные обозначения традиционные. Линеаризованные граничные условия на границе раздела двух жидкостей при $r=a$ суть следующие

$$\frac{\partial h}{\partial t}-u+W\frac{\partial h}{\partial z}=0,-u+u_1+W\frac{\partial h}{\partial z}=0,\qquad \frac{1}{a}\frac{\partial u}{\partial \varphi}+\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{v}{a}=0, \\ -p-\rho\Omega^2ah+2\rho v\frac{\partial u}{\partial r}+f=-p_1-\rho_1\Omega^2ah,\frac{\partial w}{\partial r}+\frac{\partial u}{\partial z}=0,$$

где f – член, описывающий вклад поверхностного натяжения, функция h определяет поверхность раздела жидкостей. Из граничных условий удобно исключить h; после этой несложной операции число условий уменьшается до 4. На границе с полостью в ядре вихря $r=b$ условия аналогичны с очевидными изменениями, написанными выше, и мы их опустим.

Далее, в отличие от традиционного подхода с привлечением погранслойных функций к задачам с малым параметром при старших производных, мы используем собственные функции оператора rot. Собственные вектор-функции **v**(**x**) оператора $\mathrm{rot}\,\mathbf{v}=\kappa\mathbf{v}$ в пространстве соленоидальных полей, чаще всего, определяются из самосопряженной задачи на собственные значения, например, из задачи в односвязной области с краевым условием непротекания $\mathbf{v}\cdot\mathbf{n}=0$. Мы используем более широкое понятие собственных функций [13] как регулярного решения соответствующего дифференциального уравнения со спектральным параметром. В докладе исследуются свойства собственных функций и результаты рассмотрения применяются для построения решения. Чтобы собственные вектор-функции удовлетворяли линеаризованным уравнениям Навье-Стокса (1) требуется выполнение следующего условия совместности $\kappa\frac{\partial}{\partial t}+\kappa(\mathbf{W}\nabla)-2(\Omega\nabla)+\nu\kappa^3)\mathbf{v}=0$. Для гармонических возмущений $\sim e^{i(kz+m\varphi-\omega t)}$ при коллинеарности векторов **W** и **Ω** это условие сводится к алгебраической зависимости собственного числа от параметров волны, угловой скорости вращения и кинематической вязкости жидкости

$$\omega\kappa+\kappa kW-2\Omega k-i\nu\kappa^3=0, \tag{3}$$

где k – аксиальное волновое число, m – азимутальное волновое число, ω – циклическая частота. Собственные функции выражаются через функции Ганкеля, а решение уравнений (1) выражается через первые следующим образом

$$\boldsymbol{v}=\sum_{j=1}^{3}\boldsymbol{v}_{m,j}\left(\kappa_j,r\right)e^{i(kz+m\varphi-\omega t)},j=1,2,3;m=0,\pm1,\pm2,\ldots$$

где $\mathbf{v}_{m,j}=\left(\mathrm{u_{m,j}},\mathrm{v_{m,j}},\mathrm{w_{m,j}}\right)^T$ (запятая не обозначает ковариантную производную),

$$w_{m,j} = C_{2j-1}H_m^{(1)}(\lambda_j r) + C_{2j}H_m^{(2)}(\lambda_j r),$$
$$u_{m,j} = \frac{im(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}w_{m,j} + \frac{ik}{\lambda_j}w_{m-1,j},$$
$$v_{m,j} = \frac{m(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}w_{m,j} - \frac{\kappa_j}{\lambda_j}w_{m-1,j}, \qquad p_{m,j} = -2\rho\Omega\kappa_j^{-1}w_{m,j},$$

где $\kappa_j, \mathrm{Im}\kappa_j \geq 0$ ($j = 1,2,3$) – корни уравнения (3), $\lambda_j^2 = \kappa_j^2 - k^2$, C_n ($n = 1,\ldots,6$) – произвольные постоянные.

Решение уравнений (2), описывающих невязкое возмущенное течение во внешней области, удовлетворяющее условию на бесконечности, имеет (опуская множитель $\sim e^{i(kz+m\varphi-\omega t)}$) вид

$$u_1 = -C_7\left(skK_{m-1}(skr) + \frac{m}{r}K_m(skr)\right), \qquad v_1 = \frac{im}{r}C_7K_m(skr),$$
$$w_1 = ikC_7K_m(skr), \qquad p_1 = -i\rho_1\left[\omega + m\left(\frac{\Omega a^2}{r^2} - \Omega\right)\right]C_7K_m(skr),$$

где K_m – модифицированная функция Бесселя 2 типа, $s = \mathrm{sign}(\mathrm{Re}k)$. Суперпозиция парциальных решений дает решение в виде нормальной моды, удовлетворяющей всем граничным условиям и условию на ∞.

После подстановки решений в граничные условия получим линейную однородную алгебраическую систему уравнений относительно произвольных постоянных C_n (n=1,…,7), условие разрешимости которой является дисперсионным уравнением. Дисперсионное уравнение имеет достаточно громоздкий вид и здесь не приводится. В предельном случае, когда вязкость жидкости в ядре вихря не учитывается, и область, занимаемая ядром, является односвязной, дисперсионное уравнение приобретает компактный простой вид

$$\left(\frac{m(\kappa - k)k}{\lambda^2}J_m(\lambda) + \frac{k^2}{\lambda}J_{m-1}(\lambda)\right)\times$$
$$\times\left(\Pi\tau^2 + [1 - \Pi + L(1 - m^2 - k^2)]\left(m + sk\frac{K_{m-1}(sk)}{K_m(sk)}\right)\right)$$
$$-(\tau - kW)^2\left(m + sk\frac{K_{m-1}(sk)}{K_m(sk)}\right)J_m(\lambda) = 0,$$

где $\kappa = s_2\sqrt{\tau/E}$, $s_2 = \mathrm{sign}(\mathrm{Im}\sqrt{\tau})$, $\lambda^2 = \kappa^2 - k^2$, $\Pi = \rho_1/\rho$, $\mathrm{L} = \gamma/\rho a^3\Omega^2$ – параметр Хокинга.

В докладе детально анализируется влияние вязкости на дисперсионные характеристики волн и появление растущих решений.

В предпоследней части приведены примеры, показывающие более широкие возможности использования собственных функций, чем было продемонстрировано выше. В частности, для закрученной струи проводящей вязкой несжимаемой жидкости в осевом магнитном поле

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + W\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial z} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} - \frac{1}{\mu\rho}B_0\boldsymbol{B}\right) + 2[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{\Omega}] + v\Delta\boldsymbol{v} - \frac{1}{\mu\rho}B_0\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial z},$$
$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = B_0\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial z} + \frac{1}{\mu\sigma}\Delta\boldsymbol{B},$$

(**B** – малые возмущения осевого магнитного поля $B_0\mathbf{e_z}$) предложенный способ работает столь же успешно. Разумеется, выкладки становятся более сложными и, причем, даже и в отсутствие аксиального течения собственные числа к, число которых возрастает до пяти,

$$E\kappa^5 + i\tau(1 + Re_mE)\kappa^3 - 2ik\kappa^2 + (k^2Al - \tau^2)Re_m\kappa + 2\tau Re_m k = 0, \quad (4)$$

не выражаются через параметры задачи посредством радикалов. Здесь уравнение совместности (4) записано в безразмерном виде, $\tau = \omega/\Omega$, $k' = ka$, $\kappa' = \kappa a$, $E = \nu/(\Omega a^2)$ – число Экмана, $\mathrm{Re}_m = \mu\sigma\Omega a^2$ – магнитное число Рейнольдса, $\mathrm{Al} = B_0^2/(\mu\rho\Omega^2 a^2)$ – число Альфена. Однако это не является серьёзным затруднением.

В заключительной части дается сравнительный анализ влияния вязкости и других дестабилизирующих механизмов на потерю устойчивости стационарным течением.

[1] Солдатов И.Н. // Прикладная механика и техническая физика. 2008. Т. 49, № 2. С. 15.
[2] Солдатов И.Н. // Математическое моделирование 2019. Т. 31, № 3. С. 97.
[3] Солдатов И.Н. // Вестник научно-технического развития (http://www.vntr.ru). 2018. № 3 (127). С. 28.
[4] Солдатов И.Н. // Прикладная механика и техническая физика. 2015. Т. 56, № 3. С. 30.
[5] Kelvin, Lord // Philos. Mag. 1880. Vol. 10. P. 155.
[6] Krishnamoorthy V. // Southampton, 1966. Ph.D. thesis.
[7] Moore D.W., Saffman P.G. // Philos. Trans. R. Soc. London. 1972. A272. P. 403.
[8] Uberoi M.S. et al // Phys. Fluids. 1972. Vol. 15, № 10. P. 1718.
[9] Lessen M. et al // J. Fluid Mech. 1973. Vol. 60. P. 459.
[10] Loiseleux T. et al // Phys Fluids. 1998. Vol. 10. P. 1120.
[11] Gillis J., Kaufman B. //Applied Mathematics Quarterly. 1962. Vol. 19. P. 301.
[12] Kubitschek J.P., Weidman P.D. // J. Fluid Mech. 2007. Vol. 572. P. 261-286.
[13] Ильин В.А., Крицков Л.В. // Итоги науки и техн. Сер. Соврем. мат. и ее прил. Темат. обз., 96, ВИНИТИ, М., 2006.

Секция «Математическое моделирование
процессов и систем»

Заседание секции проводилось 21 мая 2020 г.
Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»

Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

MULTI-PARAMETER ESTIMATION, CRITICALITY AND QUANTUM-NESS

A. Carollo[1,2], B. Spagnolo[1,2], D. Valenti[2]

[1] Lobachevsky State University
[2] University of Palermo

In this paper we report a measure of quantum-ness in quantum multi-parameter estimation problems. We can show that the ratio between the mean Uhlmann Curvature and the Fisher Information provides a figure of merit which estimates the amount of incompatibility arising from the quantum nature of the underlying physical system. This ratio accounts for the discrepancy between the attainable precision in the simultaneous estimation of multiple parameters and the precision predicted by the Cramèr-Rao bound. As a testbed for this concept, we consider a quantum many-body system in thermal equilibrium, and explore the quantum compatibility of the model across its phase diagram.

The solution of a quantum parameter estimation problem amounts to find a measurement strategy and optimal estimators, $\widehat{\lambda}_i$, of a set parameters λ_i. Optimal unbiased estimators in are those saturating the quantum Cramér-Rao (QCR) inequality [1]

$$tr\left[WCov\left(\hat{\lambda}\right)\right] \geq tr(WJ^{-1}), \tag{1}$$

where $J_{ij} = \frac{1}{2}tr[\rho\{L_i, L_j\}]$ is the quantum Fisher information matrix(QFIM), J_i are symmetric logarithmic derivatives, that are solutions of the operator equations $\frac{\partial\rho}{\partial\lambda_i} = \frac{1}{2}\{L_i, \rho\}$, ρ is the (λ_i-dependent) density matrix of the quantum system, $\{.,.\}$ is the anticommutator and W is a positive definite weighing matrix. Contrary to the classical counter-part, the QCR bound may not be saturated, unless $U_{ij} = 0$, where

$$U_{ij} = \frac{1}{2}tr[\rho[L_i, L_j] \tag{2}$$

is the so called mean Uhlmann curvature [2], provides the so called *compatibility condition* [3].

The amount by which the optimal quantum estimation strategy can possibly deviate from the QCR bound (1) can be quantified by the *incompatibility index* [4], i.e.

$$R \coloneqq \left||2iJ^{-1}U|\right|_{\infty}, \tag{3}$$

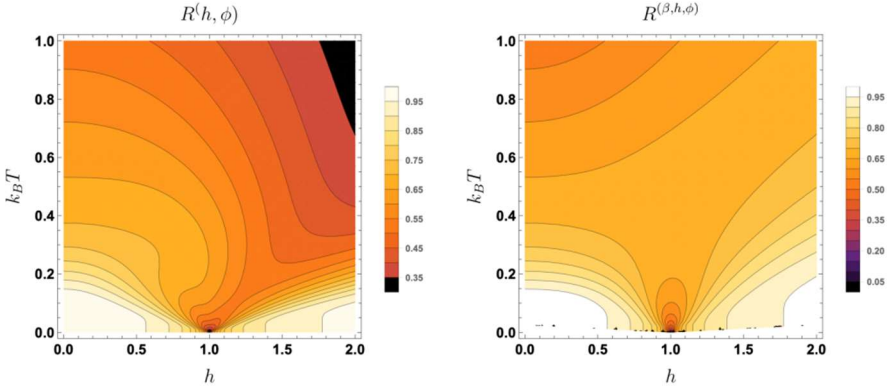
where $||..||_{\infty}$ is the large eigenvalue of a matrix. One can show that $0 \leq R \leq 1$ [4]. The lower limit condition The lower limit condition, R=0, is equivalent to the compatibility condition. On the other hand, the value R=1marks the *condition of maximal incompatibility*. When this condition is met, the indeterminacy arising from the quantum nature of the estimation problem reaches the order $||J^{-1}||_{\infty}$, i.e. the same order of magnitude of the QCR bound itself.

As an application of the above considerations, let's consider a paradigmatic model of spin-1/2 chains in thermal equilibrium, the (rotated) one dimensional Ising model in transverse field. The model is defined by the Hamiltonian $\mathrm{H}(\varphi, \mathrm{h}) = \mathrm{g}(\varphi)\mathrm{H}(\mathrm{h})\mathrm{g}(\varphi)^{\dagger}$, with $\mathrm{g}(\varphi) \coloneqq e^{i\frac{\varphi}{2}\sum\sigma_i}$ and

$$\mathrm{H(h)} = -\frac{1}{2}\sum_{n=1}^{M}[\sigma_n^x\sigma_{n+1}^x + h\sigma_n^z], \qquad (4)$$

where σ_n^i (i=x,y,z) are Pauli operators on the n-th site of the chain. At T=0, the chain undergoes a quantum phase transition at h=1. For h>1, the system is in a disordered paramagnetic phase, with quasi-particle excitations given by spin-flips. For h<1, it is in an ordered phase, whose ground state is characterized by a long-range order.

One can calculate the incompatibility index R from its definition in Eq.(4), by using the thermodynamic limit of the matrices U and J. In the left panel of Fig.1, we display the contour plot of $R(h,\varphi)$ as a function of T and h. Here, h and φ are the parameter to be determined in the parameter estimation model. Notice that the plot does not depend on φ, since both J and U are independent of the specific value of φ. This plot is obtained through the exact diagonalization in terms of quasi-momentum k, and the numerical integration of J(k), and U(k). An analogous result is displayed in the right panel of Fig.1, for $R(h,\varphi,\beta)$, where $\beta = \frac{1}{k_B T}$ is the inverse temperature, and is considered as an extra parameter in the estimation problem.



Both panels display the typical "V-shaped" phase diagram of quantum phase transitions, and one can recognize three distinctive regimes. The high temperature region, for $T \gg E_{max}$, where E_{max} is the largest energy eigenvalue. The low temperature regime, for $T \leq \Delta/k_B$ and the quantum critical regime at $T \sim 0$ and $h \sim 1$.

In the high temperature regime, for any fixed value of h, the parameter R decreases asymptotically to zero, revealing that the quantum nature of the parameter estimation model is lost, due to thermal averaging. In this regime R is expected to vanish with a universal 1/T rate.

In the low temperature regime, for values which are far from the critical value of the magnetic field, h=1, the parametric model shows its quantum incompatibility at its maximum. The phase diagram displays a plateau as function of temperature, and the quantumness of the system is nearly independent of T, showing a behaviour which is dictated by its zero temperature features.

Close to criticality, the system system displays a sharp minimum corresponding to T=0 and h=1, where the value of R, in both parametric schemes drops abruptly to zero. This behaviour is due to the critical scaling of the QFIM which increases dramatically in the vicinity of a quantum criticality. The U diverges too in this regime, but with a slower rate compared to the QFIM. This causes the incompatibility condition to be relatively negligible in this regime and shows how the quantum multi-parameter scheme converges to a quasi-classical estimation problem. This implies that quantum nearly-critical systems, when used as probes in quantum estimation protocols, are quite beneficial not only for the dramatic enhancement of the sensitivity due to the divergent Fisher information, but also for the multi-parameter compatibility provided by the negligible value of R.

This work was supported by the Grant of the Government of the Russian Federation, contract No. 074-02-2018-330 (2). We acknowledge also partial support by Ministry of Education, University and Research of the Italian Government.

[1] Helstrom C.W. Quantum detection and estimation theory. – New York: Academic Press, 1976, 305 p.
[2] Carollo A., Spagnolo B., Valenti D. // Sci. Rep. 2018. Vol. 8. P. 9852.
[3] Ragy S, Jarzyna M and Demkowicz-Dobrzanski R. // Phys. Rev. A. 2016. Vol. 94. P. 052108.
[4] Carollo A., Spagnolo B., Dubkov A.A., Valenti D. // J. Stat. Mech. Theory Exp. 2019. Vol. 2019. P. 094010.

EFFECTS OF A LÈVY NOISE SOURCE ON THE SWITCHING CURRENT DISTRIBUTIONS OF A SHORT JOSEPHSON TUNNEL JUNCTION

C. Guarcello[1], D. Valenti[2], B. Spagnolo[2], V Pierro[3], G Filatrella[3]

[1] *University of Salerno*
[2] *University of Palermo*
[3] *University of Sannio*

In this paper we demonstrate how Lévy-distributed current fluctuations affect the distribution of switching currents of a current-biased short Josephson tunnel junction [1,2].

The electrodynamics of a short Josephson junction (JJ) can by studied through the resistively and capacitively shunted junction model for the phase difference φ, which reads as follow [3,4,5]

$$\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2 C\frac{d^2\varphi}{dt^2}+\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2\frac{1}{R}\frac{d\varphi}{dt}+\frac{dU}{d\varphi}=\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)I_n, \tag{1}$$

where C and R are the capacitance and the normal state resistance of the device, respectively. In the previous equation, I_n consists of the sum of all the current contributions, i.e., the bias current I_b, the thermal noise, and the Lévy noise source. The term U is the so-called washboard potential

$$U(\varphi)=U_0[1-cos\,\varphi-i_b\varphi], \tag{2}$$

where i_b is the bias current normalized to the critical current I_c of the junction and $U_0=\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)I_c$. This potential is composed by a sequence of minima and maxima, so that the phase is "confined" in a superconducting metastable state by the potential barrier

$$\Delta U=2U_0\left[\sqrt{1-i_b^2}-i_b arcsin(i_b)\right]. \tag{3}$$

In this picture, the current bias flowing through the junction represents the slope of the potential $U(\varphi)$, thus, if $i_b<1$ the phase remains confined within a potential well until a noisy fluctuation pushes it out, and the device switches to the voltage state. If we assume to slowly increases the bias current, the value at which the escape process occurs is called switching current, i_SW. Since this phenomenon is intrinsically stochastic, by repeating the measurement several times, we can build a distribution of switching currents.

In normalized units, the RCSJ model can be recast in

$$m\frac{d^2\varphi}{dt^2}+m\eta\frac{d\varphi}{dt}+U_0\frac{du}{d\varphi}=U_0 i_n, \tag{4}$$

where $m=\left(\frac{\Phi_0}{2\pi}\right)^2\mathrm{C}$, the friction is $\eta=\frac{1}{RC}$, and, in this units, the plasma frequency of the junction is $\omega_p=\sqrt{U_0/m}$. The bias current is assumed to linearly increase, $i_b(t)=v_b t$, at a velocity $v_b=t_{max}^{-1}$. In this work we assume $\eta=0.1\omega_p$, $v_b=10^{-7}\omega_p$, and the switching current distributions consists of a sequence of $N=10^4$ bias current ramps.

In this work we consider the contemporaneous presence of a thermal noise source, with the usual Gaussian white-noise statistics, and a Lévy noise source $S_\alpha(\sigma,\beta,\lambda)$. In particular,

we consider only symmetric (i.e., with $\beta = 0$), bell-shaped, standard (i.e., with $\sigma = 1$ and $\lambda = 0$), stable distributions $S_\alpha(1,0,0)$, with $\alpha \in (0,2]$. The Gaussian and Lévy noise amplitude are $\gamma_G = 10^{-3}$ and $\gamma_L = 5 \times 10^{-5}$.

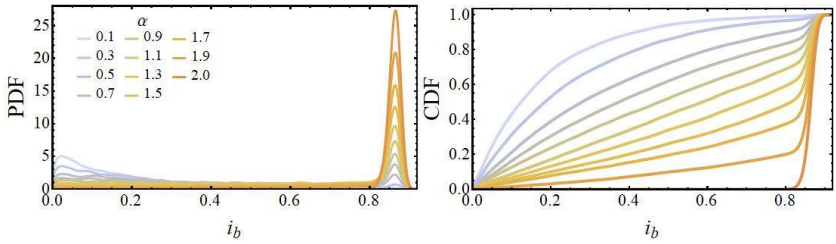


Fig. 1

Fig. 1 shows the probability distribution functions (PDFs) and the cumulative distribution functions (CDFs) of the switching currents at different values of the stability index $\alpha \in (0,2]$. The PDFs show a peak at high values of switching currents due to the thermal Gaussian noise source, which produce switching events at current values close to the critical current. The height of this peak reduces by increasing α. Another clear distinction between low and high α cases lies in the low-current behavior of the PDFs: in the former case, the switching probability is sizable, while in the latter case it is vanishingly small.

The behavior of the CDFs, that is the probability that i_{SW} takes a value less than or equal to i_b, makes even more evident the distinctions between the curves obtained changing α. In fact, the CDFs are organized in well distinct curves, that is, in other words, at a given i_b the CDF clearly decreases with α.

We estimated also an analytical closed expression for both the PDF and the CDF in the case of an escape process from a metastable state driven by Lévy distributed fluctuations.

To this aim, first we recall that, for arbitrary spatial and energy scale, by rescaling time, energy, and space, the mean escape time τ for the Lévy statistics reads [2,10]

$$\tau(\alpha, D) = \left(\frac{\eta^{1-\alpha}\Delta x^{2-2\alpha-\alpha\mu_\alpha}}{4^{1-\alpha}\Delta U^{1-\mu_\alpha}2^{\alpha\mu_\alpha}}\right)\frac{\mathcal{C}_\alpha}{D^{\mu_\alpha}}. \tag{5}$$

By assuming $\mu_\alpha \cong 1$ in the prefactor [10], the previous equation becomes

$$\tau(\alpha, D) = \left(\frac{\Delta x}{2}\right)^{\alpha}\frac{\mathcal{C}_\alpha}{D^{\mu_\alpha}}, \tag{6}$$

that is, the mean escape time only depends upon the distance Δx. The CDF of i_{SW} as a function of i_b for a generic initial value of the bias ramp, i_0, reads

$$CDF(i_b|i_0) = 1 - Prob[i_{SW} > i_b|i_0], \tag{7}$$

and the PDF associated to Eq. (7) as a function of the average escape time $\tau(i_b)$ is

$$P(i_b|i_0) = \mathcal{N}\frac{1}{v_b}\frac{1}{\tau(i_b)}exp\left[-\frac{1}{v_b}\int_{i_0}^{i_b}\frac{di}{\tau(i)}\right]. \quad (8)$$

The expression of $\tau(\alpha, D)$, Eq. (6), inserted in Eq. (8) gives for the Lévy statistics (at the first order in i_b) the relation

$$P(i_b|i_0) \propto exp\left[-\left(\frac{2}{\pi}\right)^{\alpha}\frac{i_b D^{\mu_\alpha}}{v_b \mathcal{C}_\alpha}\right]. \quad (9)$$

The PDF can be analytically expressed in a compact form as

$$P(i_b|i_0) = \mathcal{N}\frac{d\mathcal{F}_\alpha}{di_b}exp\left\{-\frac{D^{\mu_\alpha}}{v_b \mathcal{C}_\alpha}[\mathcal{F}_\alpha(i_b) - \mathcal{F}_\alpha(i_0)]\right\}. \quad (10)$$

Here, we defined the nonlinear function $\mathcal{F}_\alpha$ as

$$\mathcal{F}_\alpha(i_b) = 2^\alpha\left\{\frac{cosh^{-1}(i_b)}{2[\pi - 2\,arcsin(i_b)]}\{E_\alpha[cosh^{-1}(i_b)] - E_\alpha[-cosh^{-1}(i_b)]\} + \frac{i\pi^{1-\alpha}}{4}\left[E_\alpha\left(-\frac{i\pi}{2}\right) - E_\alpha\left(\frac{i\pi}{2}\right)\right]\right\}, \quad (11)$$

where $E_\alpha[\,]$ is the exponential integral with α argument, and $\mathcal{N}$ is a proper normalizing factor defined as

$$\mathcal{N} = \left(1 - exp\left\{-\frac{D^{\mu_\alpha}}{v_b \mathcal{C}_\alpha}[\mathcal{F}_\alpha(1) - \mathcal{F}_\alpha(i_0)]\right\}\right)^{-1}. \quad (12)$$

The corresponding CDF is

$$CDF(i_b|i_0) = \mathcal{N}\left(1 - exp\left\{-\frac{D^{\mu_\alpha}}{v_b \mathcal{C}_\alpha}[\mathcal{F}_\alpha(i_b) - \mathcal{F}_\alpha(i_0)]\right\}\right). \quad (13)$$

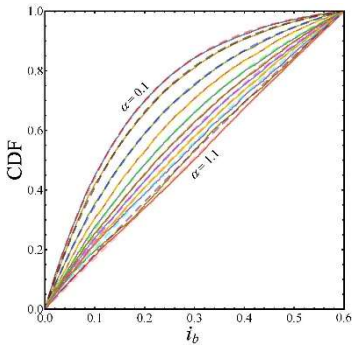


Fig. 2

Fig. 2 shows a comparison between the Lévy induced "marginal" CDFs, i.e., restricted to the maximum bias value $i_b = 0.6$, obtained by solving Eq.(4) numerically (solid lines) and that analytically estimated from Eq.(13) (dashed line), for $\alpha \in [0.1 - 1.1]$, $\gamma_L = 10^{-7}$, and $\gamma_G = 0$. In the considered range of i_b values, the effects of the Gaussian noise's contri-

bution could be in any case safely ignored, and this is why we set the Gaussian noise intensity to zero. The agreement between the computational results and the theoretical analysis, see Eq. (13), for $\alpha \leq 1$ is quite accurate.

In conclusion, the analysis of the CDFs of switching current distributions allows to recognize the presence of a Lévy noise source, and to study its characteristics, also in the case of a thermal noisy background in which the system is embedded.

[1] Guarcello C., Valenti D., Spagnolo B., Pierro V., Filatrella G. // Nanotechnology. 2017. Vol. 28. P. 134001.
[2] Guarcello C., Valenti D., Spagnolo B., Pierro V., Filatrella G. // Phys. Rev. Applied. 2019. Vol. 11. P. 044078.
[3] Spagnolo B., Valenti D., Guarcello C., Carollo A., Persano Adorno D., Spezia S., Pizzolato N., Di Paola B. // Chaos, Solitons Fract. 2015. Vol. 81. Part B. P. 412.
[4] Guarcello C., Valenti D., Spagnolo B. // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92. P. 174519.
[5] Spagnolo B., Guarcello C., Magazzú L., Carollo A., Persano Adorno D., Valenti D. // Entropy. 2017. Vol. 19. P. 20.
[6] Guarcello C., Valenti D., Augello G., Spagnolo B. // Acta Phys. Pol. B. 2013. Vol. 44. P. 997.
[7] Valenti D., Guarcello C., Spagnolo B. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 214510.
[8] Guarcello C., Valenti D., Carollo A., Spagnolo B. // Entropy. 2015. Vol. 17. P. 2862.
[9] Guarcello C., Valenti D., Carollo A., Spagnolo B. // J. Stat. Mech.: Theory Exp. 2016. P. 054012.
[10] Chechkin A. V., Gonchar V. Yu., Klafter J., Metzler R. // Europhys. Lett. 2005. Vol. 72. P. 348.

ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В МОДЕЛИ МЕМРИСТОРА ВТОРОГО ПОРЯДКА. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Д.В. Гусейнов[1)], И.В. Матюшкин[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)]ОАО «НИИМЭ И Микрон»

Введение

Мемристор является перспективным функциональным устройством в рамках электронной компонентной базы микро- и наноэлектроники. Нестабильность его характеристик, в частности, при циклировании, сдерживает применение мемристоров в некоторых приложениях, но в то же время может быть полезным в нейроморфных системах, а также для генерации случайных чисел. Следует также различать представление о мемристоре как абстрактном объекте, проявляющем гистерезис зависимости выхода (ток) от входа (напряжение), от его реализации, характеризующейся сложностью многообразием физико-химических процессов. Мы будем неявно предполагать однофиламентарную концепцию работы мемристивной структуры «металл – нестехиометрический окисел металла – металл», но сосредоточимся именно на абстрактности математического описания. Основная цель работы заключается в предсказании детерминированного хаоса в рамках простой модели. Его проявление экспериментально наблюдается в динамике четверки ключевых параметров мемристора $Out = \langle V_{SET},\ V_{RESET},\ R_{ON}, R_{OFF}\rangle$, напряжений переключения и сопротивлений. Предполагается, что мемристор имеет только два метастабильных состояния. Циклирование состоит подаче на мемристор периодической развертки напряжений, при которой он проходит все свои метастабильные состояния.

Необходимым условием гистерезиса является наличие внутренних фазовых переменных X, которые связаны дифференциальными, алгебраическими или интегральными уравнениями, например, законом $dX = F(X, V(t), t)dt$. Очевидно, внутренние переменные детерминируют внешние, т.е. $X(t) \to Out(n)$. Модель мемристора первого порядка, т.е. когда $\dim X = 1$ (в качестве переменной X часто берут длину филамента), принципиально неспособна объяснить псевдослучайное поведение $Out(n)$. Здесь мы ссылаемся на теорему Пуанкаре-Бендиксона, при некоторых естественных условиях на гладкость функции F запрещающей появление хаоса в системе размерности меньше трех, т.е. $\dim X < 3$.

Требуются дополнительные фазовые переменные, чтобы получить мемристор второго или, что лучше, третьего порядка. Если они ассоциированы с разнородными физическими переменными, то тем самым практически гарантирована их независимость. Мы выбрали [1] тройку $X = (x, Q, \theta)$, где $0 \le x \le 1$ – длина филамента, нормированная на толщину диэлектрика, Q – величина динамического электрического заряда, накопленного в области филамента при протекании тока, θ – локальная температура филамента. Все три переменные носят умозрительный и интегральный характер, нельзя приписывать им в точности физический смысл; они им обладают только «в общем», приближенно. Запрет, следующий из теоремы Пункаре-Бендиксона, несколько ослабляется тем, что: 1) ток I формально тоже фазовая переменная, на которую наложена алгебраическая связь $I = V(\tau)/R(x)$ закона Ома; 2) хотя динамика

определяется непрерывным параметром времени *t*, но хаос ищется при дискретном *n*; 3) система уравнений не является автономной, т.е. присутствует внешнее напряжение. Поэтому можно высказать предположение, что модели мемристора второго порядка для $X = (x, Q, \theta)$ окажется достаточно. Вместе с тем отметим, что и теоретические расчеты, и эксперимент показывают, что область филамента разогревается до высоких температур выше 1000K, и температурный фактор нельзя не учитывать. Однако мы попытаемся найти хаос минимальными и простейшими средствами.

Модель мемристора второго порядка

Мы опираемся на модель Струкова [2] с нашими модификациями. Во-первых, учтем, что на практике измерения проводятся в режиме ограничения по току. Во-вторых, предположим, что по мере протекания тока через филамент в нем накапливается или истощается электрический заряд, что вызвано насыщением оборванных химических связей, перезарядкой ловушек и внесением беспорядка в структуру вещества. Хранимый заряд небольшой по величине и описывается дискретной переменной $N = Q/e$ (e – заряд электрона). Тем не менее, в расчетах примем, что *N* непрерывна. Влияние заряда на величину протекающего тока представим кулоновской поправкой ΔV к внешнему напряжению, как если бы возникал дополнительный барьер и совершалась бы работа по его преодолению электронами. Динамику заряда *N* опишем с помощью функции захвата f_v, по форме аналогичной функции окна: вне отрезка $[-N_{MAX}; N_{MAX}]$ она обращается в ноль. Также можно внести асимметрию скорости захвата заряда в зависимости от знака *N*. Таким образом, получаем следующую модель:

$$\begin{cases} I(t) = \dfrac{V(\tau) - \Delta V(x, N)}{R(x, N)}, \\ \dfrac{dx}{dt} = k_2 f_w(x) I(t), \\ \dfrac{dN}{dt} = k_3 f_v(N) I(t). \end{cases} \quad (1)$$

Режим ограничения тока состоит в последовательном подключении нагрузочного сопротивления (по умолчанию R_{load} =0.5), что дает (2):

$$R(x) = R_{load} + R_{min} x + R_{max}(1 - x). \quad (2)$$

Кулоновская поправка допускает присутствие константы *a* в знаменателе (3), что технически не дает возникнуть сингулярности, а физически отражает и наличие у филамента толщины (задача квазиодномерна), и распределение заряда по объему филамента:

$$\Delta V(x, N) = k_1 \frac{N}{x + a}, k_1 = \begin{cases} k_{1+}, N \geq 0 \\ k_{1-}, N < 0 \end{cases}. \quad (3)$$

Для функции захвата примем вид «крыши» (4) с асимметрией k_3:

$$f_v(N) = \begin{cases} 1 - \left|\frac{N}{N_{max}}\right|, N \in [-N_{max}; N_{max}] \\ 0, N \notin [-N_{max}; N_{max}] \end{cases}, k_3 = \begin{cases} k_{3+}, N \geq 0 \\ k_{3-}, N < 0 \end{cases}. \quad (4)$$

Конкретный вид функции захвата, соответствующий физической ситуации, требует большой работы по квантово-химическому моделированию. В модели используется простейший вид функции окна для *x* (5):

$$f_w(x) = \begin{cases} 1, x \in [0; 1] \\ 0, x \notin [0; 1] \end{cases} \quad (5)$$

Результат численного эксперимента

Численная схема основана на явном методе Эйлера, причем на отрезке $[0; T = 1]$ равномерно индексированы $M = 5 \cdot 10^5$ точек. По умолчанию примем k_3=0.006, a=0.1, N_{max} =10, $x(0)$=0, $N(0)$=0, а развертку напряжения зададим формулой (5):

$$V(\tau) = A \cdot sin(2\pi v\tau), A \equiv 1.5, v = 1, \tau \in [0; 1]. \quad (6)$$

Протокол вычислительного эксперимента зафиксируем в виде трехфакторной таблицы 1:

Табл.

№	$V(\tau)$	k_{1+}/k_{1-}	k_2	*Out*	
1.	sin (τ)	0.03/0.03	0,0006	Повторение входного сигнала с 5-го периода	
2.	sin (τ)	0.03/0.03	0,00093	Хаотическое поведение	
3.	sin (τ)	0.03/0.03	0,0012	2-периодическая орбита с 3-го периода	
4.	sin (τ)	0.06/0.03	0,00093	3-периодическая орбита с 20-го периода	

На рис. 1-3 показаны расчетные вольт-амперные характеристики для 2-4 строк табл. соответственно. На рисунках показаны 100 последовательных циклов переключения.

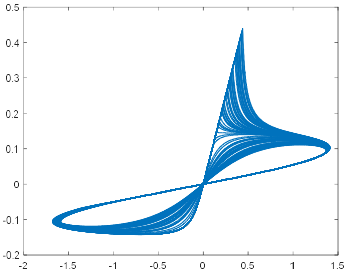


Рис. 1

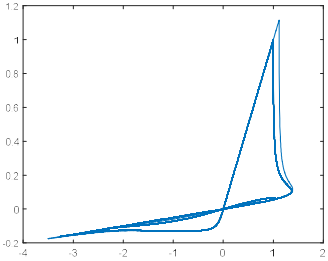


Рис. 2

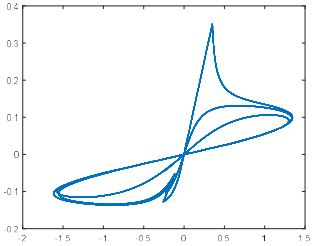


Рис. 3

Таким образом, в рамках простой модели мемристора второго порядка продемонстрирована возможность наблюдения хаотической динамики и переходных режимов.

Работа поддержана Правительством Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330 (2)).

[1] Mikheev R., Teplov G., Matyushkin I. // IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (EIConRus). 2019. P. 2057-2061.
[2] Strukov D.B. et al. // Nature. 2008. Vol. 453, №. 7191. P. 80.

РАЗРАБОТКА НЕЙРОНОПОДОБНОГО ГЕНЕРАТОРА НА ОСНОВЕ МЕМРИСТИВНОГО УСТРОЙСТВА

И.М. Кипелкин, В.В. Сдобняков, С.А. Герасимова, В.Б. Казанцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Проектирование компактных нейроморфных систем (в том числе микро - и наночипов), способных воспроизводить информационные и вычислительные функции клеток мозга, является актуальной междисциплинарной задачей современной науки и техники. Разработка электронных нейронов и синапсов (соединений между нейронами) на основе тонкопленочных наноструктур (мемристивных устройств) является одним из наиболее перспективных направлений междисциплинарных исследований в развитии нейроморфных систем [1]. В перспективе электронные устройства на основе мемристоров, воспроизводящих свойство синаптической пластичности и функционирующих в сопряжении с живыми нейронами, смогут осуществлять обработку информации, используя принципы работы мозга. Основными качествами мемристивных устройств являются плотность записи, время переключения, энергопотребление, время хранения информации, ресурс записи и себестоимость. Считается, что новый тип запоминающих устройств сможет опередить по показателям существующие устройства, что приведет к революции на рынке энергонезависимой памяти, где основным конкурентом на данный момент является Flash-память.

В данной работе была спроектирована, реализована и протестирована схемотехническая модель нейроподобного генератора ФитцХью-Нагумо с нелинейностью на мемристивных устройствах, а также произведена оценка возможности использования мемристивных структур в элементах рабочей памяти. Параметры схемотехнической модели мемристивного устройства соответствуют параметрам структуры $Zn_{0.29}O_{0.60}Y_{0.11}$, полученную с помощью литографии и одновременного реактивного магнетронного распыления катодов из золота и циркония в среде кислорода. Было проведено сравнение полученных вольт-амперных характеристик (ВАХ) с характеристиками образцов тонких пленок. Эксперимент проводился с помощью оборудования Agilent B1500a. Таким образом, при исследовании ВАХ мемристивной структуры, было установлено, что при приложении напряжения с меньшей амплитудой, чем напряжение переключения, будет наблюдаться сохранение состояния, такое же, как и в нервных клетках. Данные импульсы дают возможность считывать состояние мемристора и хранить необходимое состояние неопределенное время. В интервале рабочих напряжений ВАХ мемристора имеет нелинейность, что дает возможность гладко управлять выходным током мемристора при малом отклонении уровня входного сигнала. Такое преобразование позволяет более гибко идти к созданию звеньев из нескольких соединенных мемристоров, по которым распространяется восходящий импульс в нейроморфной структуре. Кроме того, ВАХ структуры совпадает с используемой в моделировании нейроморфных систем суммирующей функцией нейрона. Это позволит использовать мемристор не только в качестве синапсов, но и в качестве суммирующего элемента искусственных нейронов. Данная структура имеет высокую стабильность и надежность характеристик вследствие равномерного распределения элементов по толщине пленки. Разработанная схемотехническая мемристивная модель генератора ФитцХью-Нагумо демонстрирует качественное совпадение основных

характеристик нейронов: наличие порога возбуждения, наличие возбудимого и автоколебательного режимов с возможностью переключения между ними. Показано, что при подаче коротких (порядка длительности импульса возбуждения) прямоугольных импульсов генератор работает в режиме периодической генерации спайков. Возникновение периодической спайковой активности в ответ на кратковременное воздействие соответствует динамическому хранению информации о поступившем импульсе. За хранение информации понимается возникновение периодической нейронной активности в ответ на одиночный прямоугольный импульс. Разработанный мемристивный генератор обладает следующими характеристиками: амплитуда 20 В, частота 3,5 Гц, длительность 298 мс. Предлагаемая модель имеет принципиальное значение для построения биологоправдоподобных моделей нейронов с мемристивными элементами, поскольку такие модели представляют собой устройства, позволяющие получать информацию о режимах нейронной активности в реальном времени, что важно при исследовании свойств нейронной активности, а также качественно воспроизводящими динамику ионных каналов нервной клетки. Применение подобных моделей в конструировании больших нейронных сетей благодаря адаптивным свойствам мемристивных систем [2] позволит увеличить энергоэффективность и производительность последних.

В заключении отметим, что одной из перспектив нейровычислений является смена моделей в вычислительных системах, выходящих за классическую и до сих пор доминирующую архитектуру фон Неймана, которая разделяет хранение и вычисление на отдельные блоки. Обработка данных в системе ведется последовательно, что требует обмена большими объемами информации между процессором и модулем памяти. Процессоры в современных компьютерах способны обрабатывать данные гораздо быстрее, чем скорость доступа к памяти, что является существенным ограничением и его преодоление необходимо для дальнейшего повышения скорости обработки данных. В качестве перспективной модели видится организация работы компьютера по аналогии с пластичными нейросетями мозга. Другим направлением является создание нейрогибридных устройств, соединяющих живые клетки (нервную ткань) с электронными системами [3], позволяющих использовать живые нейронные сети в процессах обработки информации.

Работа поддержана Правительством Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330 (2)).

[1] Герасимова С.А., Михайлов А.Н., Белов А.И, Королев Д.С., Горшков О.Н., Казанцев В.Б. // Журнал технической физики. 2017. Т. 87, №. 8. С. 1248.
[2] Jo S., Chang T., Ebong I., Bhadviya B., Mazumder P., Lu W. // Nano letters. 2010. Vol. 10, № 4. P. 1297.
[3] Jacobo D.S., Aliaga J. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76, № 5. P. 051919.

ЭФФЕКТ КРАТКОВРЕМЕННОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ В МОДЕЛИ МЕМРИСТОРА ВТОРОГО ПОРЯДКА

М.А. Мищенко, Д.В. Гусейнов, А.Н. Михайлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Пластичность синаптических связей является фундаментальным свойством нейронных сетей мозга. Синапс представляет собой контакт между отростками двух нейронов и выполняет функцию направленной передачи сигнала от нейрона, называемого пресинаптическим, к постсинаптическому нейрону.

Как только потенциал действия достигает пресинаптического окончания, запускается каскад механизмов, приводящий к выбросу нейропередатчиков в синаптическую щель. Нейропередатчики, попавшие на постсинаптическое окончание, открывают ионные каналы постсинаптического нейрона. Возникающие ионные постсинаптические токи изменяют концентрацию ионов и, как следствие, мембранный потенциал.

Величина постсинаптического тока, возникающая в результате выброса нейропередатчика, непостоянна даже среди синапсов одного нейрона и называется силой или весом синаптической связи. Более того, сила связи непостоянна во времени и зависит от предыдущей активности пре- и постсинаптического нейронов. Такое временное изменение силы связи называется синаптической пластичностью. В зависимости от временного масштаба таких изменений пластичность разделяют на долговременную и кратковременную.

Долговременная пластичность действует на временных масштабах часов и дней и считается механизмом обучения. Кратковременная пластичность вызывает изменения, которые длятся несколько десятков-сотен миллисекунд. Причиной таких изменений являются метаболические особенности нейрона, такие как расходование ресурса нейропередатчика, накопление ионов Ca^{2+} в клетке или воздействие нейромодуляторов. В случае слишком частой активации произойдет истощение ресурса нейропередатчика и наступит синаптическая депрессия -- снижение амплитуды постсинаптических токов. В случае прекращения стимуляции ресурс нейропередатчика восстановится, и сила связи вернется к исходным значениям. Кроме того, при некоторых условиях накопление ионов Ca^{2+} в пресинаптическом окончании может увеличить амплитуду сигнала после восстановления ресурса. Другими словами, синапсы демонстрируют частотную зависимость [1].

Мемристивное устройство представляет собой физическую модель мемристора – элемента электрических цепей, способного менять сопротивление в зависимости от параметров поступающего на вход электрического сигнала. Способность мемристивной структуры менять проводимость под воздействием импульсных сигналов делает ее почти идеальным электронным аналогом синапсов [2].

Предложена модель мемристора, последовательно соединенного с резистором. Данная модель мемристора формулируется в виде системы двух дифференциальных уравнений (1). В модели рассматриваются два параметра состояния: x – доля проводящей части мемристора, изменяемая в пределах от 0 до 1, и N – концентрация заряженных ионных ловушек. Предполагается, что заряд на ловушках создает поле заряженной плоскости и в зависимости от полярности внешнего напряжения и направления прыжков ионов, может увеличивать или уменьшать потенциальный барьер.

$$\begin{cases} \dfrac{dx}{dt} = 10^{13} * exp\left(-\dfrac{E_b \pm \beta N - \frac{0.08*U}{1+(x\sigma_1+(1-x)\sigma_2)R}}{kT}\right) \\ \dfrac{dN}{dt} = \dfrac{I\sigma}{eS}(N_t - N) - \sigma v_0 N_c N * exp\left(-\dfrac{E_c - E_t}{kT}\right), \end{cases} \quad (1)$$

где E_b – барьер для прыжка ионов кислорода, U – полное внешнее напряжение на схеме «мемристор + резистор», R_c – последовательно сопротивление для ограничения тока, σ_1 – проводимость в состоянии низкого сопротивления, σ_2 – проводимость в состоянии высокого сопротивления, β – коэффициент влияния заряда на ловушках на изменение потенциального барьера, I – ток, σ – сечение захвата электрона на ловушку, e – заряд электрона, S – площадь структуры, N_t – концентрация ловушек, v_0 – скорость насыщения электронов, N_c – эффективная плотность состояний в зоне, $(E_c - E_t)$ – глубина уровня ловушки.

Выходная характеристика мемристора в таком случае запишется в следующем виде (2).

$$I = \frac{U}{\frac{1}{(x\sigma_1+(1-x)\sigma_2)} + R_c}. \quad (2)$$

В качестве источника напряжения на мемристоре использовалась модель нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки [3,4].

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} = y\,, \qquad \frac{\partial y}{\partial\tau} = z,$$
$$\varepsilon_1\varepsilon_2\frac{\partial z}{\partial\tau} = \gamma - z(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) - (1 + \varepsilon_1\cos\varphi)y, \quad (3)$$

где в применении к динамике нейрона y можно интерпретировать как мембранный потенциал нейрона, γ – как внешний ток, а параметры ε_1 и ε_2 позволяют задавать различные динамические режимы. Такая модель способна воспроизводить регулярную импульсную активность, а также пачечную активность, характерную для некоторых типов нейронов. При этом количество импульсов в пачке может быть как регулярным, так и хаотическим.

Пачечная активность достаточно широко встречается в динамике живых нейронов. Она представляет собой последовательности импульсов, объединенных в группы (пачки или бёрсты), что приводит к появлению нескольких временных масштабов в наблюдаемых межимпульсных интервалов. Период следования пачек может в десятки раз отличаться от периода следования отдельных импульсов в пачке. В ходе численного моделирования динамики мемристора в ответ на пачечную последовательность было обнаружено, что эффект изменения проводимости мемристора происходит неравномерно в ответ на импульсы пачки, как это представлено на рис.1.

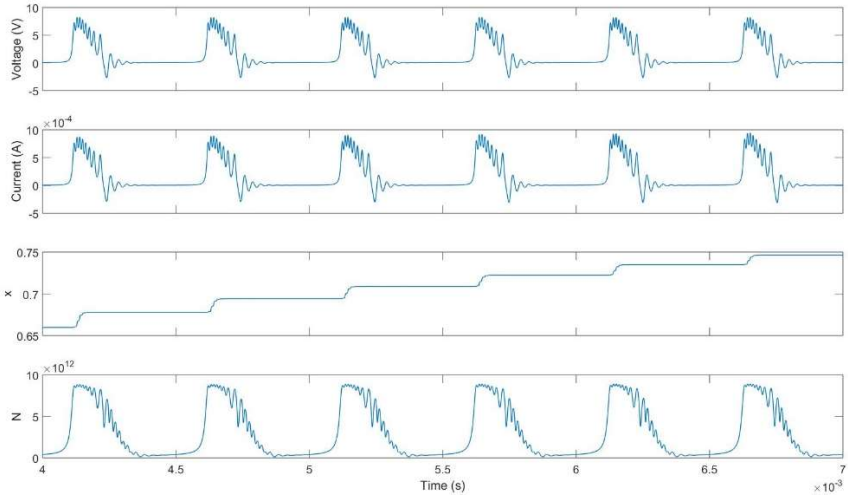


Рис. 1

С одной стороны, это связано с вариациями амплитуд импульсов внутри пачки, с другой стороны – влиянием накапливающегося заряда ловушек, что приводит к увеличению потенциального барьера. Последний эффект возникает лишь при достаточной частоте следования импульсов, когда ловушки не успевают полностью опустошаться, что можно увидеть из графика переменной состояния N на рис. 1.

Похожий эффект обнаружен при воздействии хаотической импульсной активности. Существенные изменения в проводимости мемристора наблюдаются в те моменты времени, когда частота следования импульсов оказывается ниже, что позволяет ловушкам освобождаться от накопленного заряда, как это можно увидеть из рис.2.

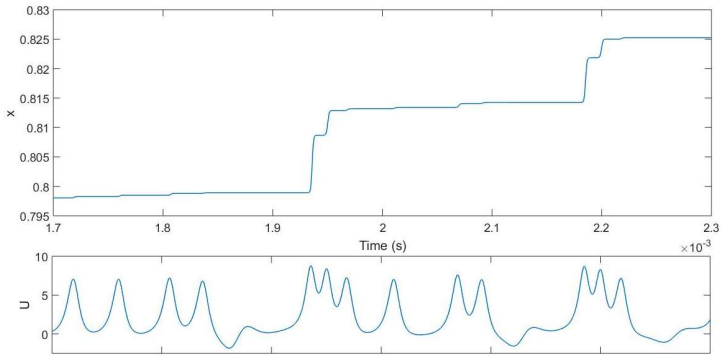


Рис. 2

Полученный результат демонстрирует наличие частотной зависимости в динамике мемристора. В зависимости от частоты следования импульсов наблюдается нерегулярность при переключении проводимости мемристора. Для того, чтобы исключить влияние амплитудных вариаций при изменении частоты, присущих используемой выше модели нейрона, был проведен вычислительный эксперимент по исследованию динамики переключения состояний мемристора с различной проводимостью под воздействием последовательности прямоугольных импульсов постоянной амплитуды и длительности. В качестве характеристики, демонстрирующей частотную зависимость исследуемой модели мемристора 2 порядка, рассматривалось количество импульсов, необходимое для переключения в состояние с максимальной проводимостью из фиксированного начального состояния x=0.1, N=1e12. Обнаружено, что в зависимости от частоты в диапазоне 1-50 кГц требуется различное количество импульсов для полного переключения (рис. 3).

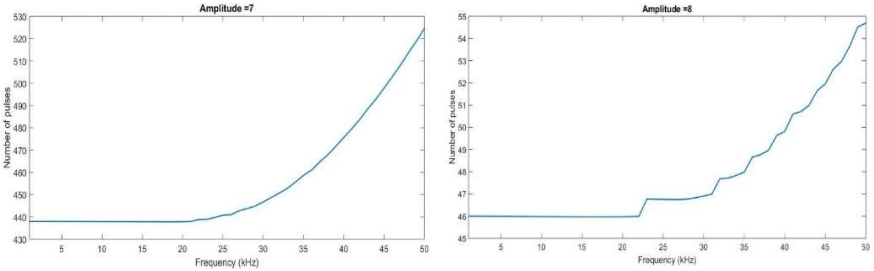


Рис. 3

При увеличении амплитуды количество требуемых импульсов снижается, однако общая закономерность продолжает сохраняться – чем выше частота, тем больше требуется импульсов для полного переключения проводимости мемристора. Данный эффект может быть объяснен заполняемостью ловушек, которые не успевают полностью разрядиться за время между импульсами, что повышает потенциальный барьер и препятствует переключениям проводимости.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-23001 мк.

[1] Tsodyks M., Markram H. // Proc. Natl. Acad. Sci. 1997. Vol. 94, № 2. P. 719.
[2] Тихов С.В., Белов А.И., Королев Д.С., Антонов И.Н., Сушков А.А., Павлов Д.А., Тетельбаум Д.И., Горшков О.Н., Михайлов А.Н. // Журнал технической физики. 2020. Т. 90, №. 2. С. 298.
[3] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.
[4] Мищенко М.А., Большаков Д.И., Матросов В.В. // Письма в ЖТФ. 2017. Т. 43, № 13. С. 10.

ХЕББОВСКОЕ ОБУЧЕНИЕ МЕМРИСТИВНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ

К.Э. Никируй[1)], А.В. Емельянов[1,2)], В.В. Рыльков[1)], В.А. Демин[1,3)]

[1)] Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
[2)] Московский физико-технический институт
[3)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одно из наиболее перспективных направлений в развитии нейроморфных вычислений связано с искусственными нейронными сетями, способными к обучению без учителя, а именно с импульсными нейронными сетями (ИНС) с мемристорными синаптическими весами. ИНС обучаются с помощью пластичности, зависящей от времени спайка (STDP), которая является типом Хеббовского обучения [1]. Механизм изменения мемристивного веса по правилу STDP был продемонстрирован на примере некоторых мемристивных систем [2–6] и использован для построения аппаратных ИНС [7–12]. В данной работе изучена возможность обучения аппаратных ИНС с помощью пуассоновских последовательностей спайков с различными частотами.

Архитектура нейроморфной сети

Для исследований была разработана импульсная нейронная сеть (ИНС), состоящая из четырех пресинаптических нейронов, соединенных с пост-синаптическим нейроном посредством мемристивных синапсов, как показано на рис. 1. Было построено две аналогичные импульсные нейроморфные сети, в которых в качестве синапсов использовались либо нанокомпозитных мемристивных наноструктур (НКМН) на основе $(CoFeB)_x(LiNbO_{3-y})_{100-x}$, либо мемристоры на основе диоксида циркония стабилизированного иттрием Au/Zr/ZrO_2(Y)/TiN/Ti. Все нейроны были программными: они были запрограммированы генерировать заранее заданную шумовую последовательность (пуассоновски распределенных по времени следования спайков). Форма спай-

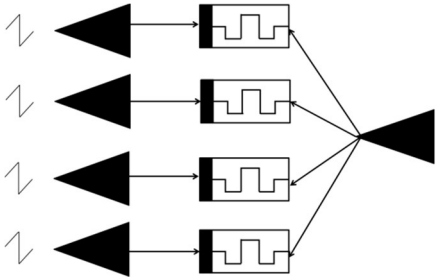


Рис. 1

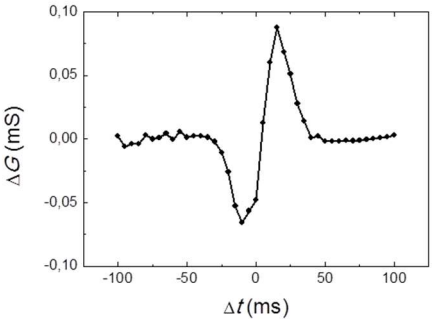


Рис. 2

ков была двух типов: пилообразной с амплитудой 6 В, длительностью 60 мс для НКМН и с амплитудой 4 В, длительностью 60 мс для мемристоров на основе $ZrO_2(Y)$. Частота входного шумового сигнала могла изменяться от 1 до 10 Гц.

Обучение мемристивных синапсов (изменение их проводимости) в ИНС осуществлялось по протоколу STDP. При этом нижний электрод каждой НКМН был использован как пресинаптический вход, а верхний – как постсинаптический. Амплитуда и длительность спайка была выбрана таким образом, что сам по себе спайк не изменял сопротивление НКМН. При этом, если два спайка будут сложены определенным образом, падение напряжения на мемристоре может быть достаточным для изменения его проводимости. Положительная (отрицательная) задержка по времени Δt означает, что пресинаптический спайк приходит раньше (позже) постсинаптического. Проводимость G мемристора можно связать с синаптическим весом, тогда изменение проводимости ΔG будет эквивалентно изменению синаптического веса. Измерения проводимости проводились до и после подачи последовательности пре- и постсинаптических спайков. Зависимость абсолютного изменения веса от времени задержки между пре- и постсинаптическими спайками (окно STDP) для различных НКМН структур представлена на рис. 2. Каждое значение бралось как медианное по 5 измерениям, частота дискретизации по Δt составляла 5 мс.

Хеббовское обучение импульсных нейроморфных сетейС использованием локальных правил обучения, зависящих от межспайковых интервалов (STDP) была изучена возможность обучения типа Хебба импульсных нейросетевых архитектур с мемристивными весами обоих типов, в котором потенциации (росту) подвергаются веса высокочастотных входов, в то время как веса низкочастотных входов оказываются депрессированными (стремятся к нулю). В качестве входных сигналов использовались временные последовательности импульсов, моменты начала которых распределены по Пуассону. В построенной ИНС на два входа подавалась последовательность спайков с высокой частотой (2, 5 или 10 Гц), на два других входа – с низкой частотой (1 Гц).

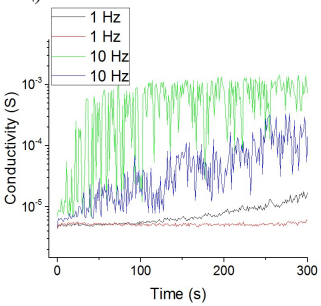


Рис. 3

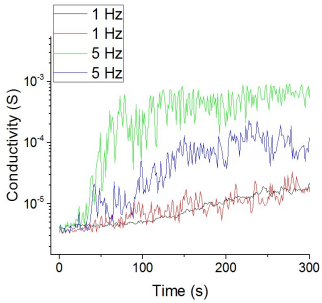


Рис. 4

На рис. 3 представлена зависимость изменения проводимости НКМН от времени. Из рисунка видно, что проводимость НКМН, связанных с высокочастотными входами (частота спайков в этом случае составляла 10 Гц), увеличивается. В то время как проводимость НКМН, связанных с низкочастотными входами (частота спайков в этом

случае составляла 1 Гц), остается низкой. Полученный результат соответствует обучению типа Хебба для ИНС, поскольку можно однозначно разделить мемристивные веса, соответствующие входам с разной частотой. Также обучение было проведено для случая, когда частота спайков на высокочастотных входах составляла 5 Гц. Частота спайков на низкочастотных входах была неизменной и составляла 1 Гц. Из рис. 4 видно, что и в этом случае происходит однозначное разделение весов по проводимостям НКМН. Для случая, когда частота спайков на высокочастотных входах составляла 2 Гц, однозначного разделения весов по проводимостям не происходит. В данном случае только один из высокочастотных входов увеличил свой вес.

Аналогичные эксперименты были проведены для случая, когда в качестве связей между пре- и постсинаптическими нейронами использовались мемристоры на основе $ZrO_2(Y)$ (рис. 5, рис. 6). Из рис. 5 и рис. 6 видно, что в данном случае однозначного разделения весов по проводимостям не происходит. Это может быть связано с разбросом характеристик мемристоров, в частности, по параметру порогового напряжения переключения. Необходимо проведение дополнительных исследований.

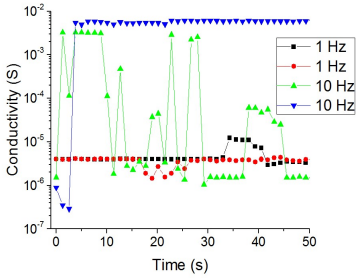


Рис. 5

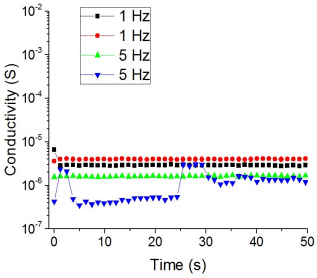


Рис. 6

Таким образом, в работе реализована программно-аппаратная импульсная нейронная сеть, состоящая из 4 входных нейронов, соединенных с одним выходным нейроном посредством мемристивных связей и проведено обучение разработанной импульсной нейронной сети на шумовом сигнале с распределением пуассоновского типа по локальным правилам обучения типа STDP. Полученные результаты открывают возможность разработки эффективных алгоритмов обучения и самообучения и построения перспективных надежных архитектур ИНС на основе аналоговых мемристивных устройств. Кроме того, анализ кривых обучения типа пластичности, зависящей от частоты входного сигнала, показывает, что, разделение весов в мемристивной ИНС может поддерживаться даже на шумовом сигнале (на всех входах сети пуассоновский сигнал одной частоты) в некотором диапазоне входных частот. Однако требуются дополнительные исследования параметров вариабельности мемристоров, при которых возможна экспериментальная демонстрация этого эффекта.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ № 074-02-2018-330 (2).

[1] Caporale N., Dan Y. // Annu. Rev. Neurosci. 2008. Vol. 31. P. 25.

[2] Ielmini D.,Waser R. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications. – Saarbruken: Wiley-VCH, 2016. 751 p.
[3] Kim S. et al. // Nano Lett. 2015. Vol. 15. P. 2203.
[4] Prezioso M. et al. // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P. 21331.
[5] Minnekhanov A.A. et al. // Sci. Rep. 2019. Vol. 9. P. 10800.
[6] Jo S.H. et al. // Nano Lett. 2010. Vol. 10. P. 1297.
[7] Covi E. et al. // J. Phys. D. Appl. Phys. IOP Publishing. 2018. Vol. 51. P. 34003.
[8] Wang Z. et al. // Nat. Electron. 2018. Vol. 1. P. 137.
[9] Prezioso M. et al. // Nat. Commun. Springer US, 2018. Vol. 9. P. 5311.
[10] Nikiruy K.E. et al. // Tech. Phys. Lett. 2019. Vol. 45, № 4. P. 386.
[11] Emelyanov A. V. et al. // Nanotechnology. 2019. Accepted for publication.
[12] Serb A. et al. // Nat. Commun. 2016. Vol. 7. P. 12611.

ГЕНЕРАЦИЯ СЛУЧАЙНОГО ТЕЛЕГРАФНОГО ШУМА НА КОНТАКТЕ АСМ-ЗОНДА К ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНКИ $ZRO_2(Y)$

А.С. Новиков[1)], Д.О. Филатов[1)], Д.А. Антонов[1)], И.Н. Антонов[1)], Б. Спаньоло[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

Введение

В последнее время эффект резистивного переключения (РП) является предметом интенсивных исследований [1]. Данный эффект заключается в обратимом бистабильном (или мультистабильном) изменения сопротивления тонкого диэлектрического слоя, заключенного между двумя проводящими электродами, под действием внешнего электрического напряжения. Перспективными материалами для устройств резистивной памяти считаются оксиды металлов, отличающиеся хорошей совместимостью с технологией структур металл–оксид–полупроводник (МОП) [2]. Как показывают исследования, мемристор обладает признаками стохастической мультистабильной системы, описываемой мультистабильным потенциальным профилем, включающим несколько потенциальных ям, разделенных потенциальными барьерами, отделяющими различные состояния системы [3]. При воздействии шума на стохастическую систему ее отклик представляет собой случайный телеграфный сигнал (СТС) [4]. В данном исследовании на контакте зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) к поверхности пленки $ZrO_2(Y)$ был изучен шум, генерируемый самим проводящим филаментом. Было установлено, что данный шум имеет форму СТС, что является прямым следствием дискретного и, в то же время, стохастического характера теплового движения ионов O^{2-} в $ZrO_2(Y)$ в нанометровом масштабе размеров.

Экспериментальная часть

Пленки СДЦ толщиной $d \approx 4$ нм создавались при помощи высокочастотного магнетронного распыления при использовании установки Torr International R2G1-1G2-EB4-TH1 для нанесения тонких пленок. Использовалась индустриальная подложка Si(001) с заранее нанесенными слоями SiO_2 (толщиной 500 нм), Ti (25 нм), и TiN (25 нм). Температура подложки во время нанесения $ZrO_2(Y)$ составляла 300 ℃. Давление газовой смеси Ar-O_2 (50:50 % мол.) равнялось ~ 10^{-2} Торр. Молярная доля стабилизирующего оксида Y_2O_3 в материале мишени составляла ~ 0.12.

Собственный шум филамента исследовался в сверхвысоковакуумной (СВВ) среде (давление остаточных газов ~ 10^{-10} Торр) при помощи СВВ атомно-силового/сканирующего туннельного микроскопа (АСМ/СТМ) Omicron UHV AFM/STM LF1, установленного в СВВ систему Omicron MultiProbe RM. Использовались АСМ зонды NT-MD NSG-11 DCP с алмазоподобным покрытием. Схема экспериментальной установки и поперечное сечение исследуемой структуры показаны на рис. 1. Для создания проводящего филамента в плёнке $ZrO_2(Y)$, перед началом измерений проводится электроформинг. Между АСМ зондом и проводящим слоем TiN прикладывалось напряжение смещения V_g при помощи цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) USB модуля Lcard E502, использовавшегося как программируемый источник напряжения.

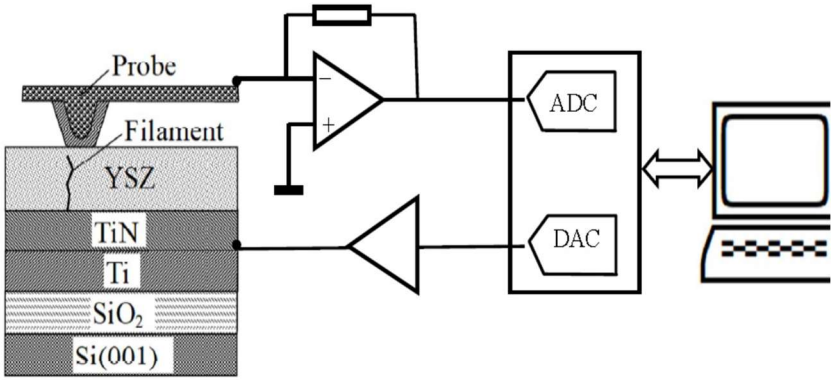


Рис. 1

АСМ зонд приводился в контакт с поверхностью пленки $ZrO_2(Y)$ и между АСМ-зондом и образцом подавалось напряжение 5–6 В до тех пор, пока сила тока I_t через АСМ зонд не достигала заранее заданного значения 10–15 нА. Далее измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) $I_t(V_g)$ контакта АСМ зонда к образцу (в совокупности образующих виртуальный мемристор размерами ~10 нм) при развёртке напряжения V_g от $V_{min} < V_{RESET} \approx -6$ В до $V_{max} > V_{SET} \approx +5$ В. Здесь V_{SET} и V_{RESET} – напряжения переключения виртуального мемристора из состояния с высоким сопротивлением (СВС) в состояние с низким сопротивлением (СНС) и обратно, соответственно . На циклических ВАХ наблюдался гистерезис биполярного типа, связанный с формированием и разрушением в плёнке $ZrO_2(Y)$ филаментов, состоящих из вакансий кислорода V_O. Далее измерялись осциллограммы тока через контакт АСМ зонда к сформированному филаменту в СНС $I_t(t)$ (t – время) при $V_g = +2$ В $<< |V_{SET}|, |V_{RESET}|$ в течение ~1 мин. Частота оцифровки аналого-цифрового преобразователя (АЦП) составляла ~15 кГц.

Результаты и обсуждения

На рис. 2 показан фрагмент осциллограммы тока через АСМ зонд $I_t(t)$, на котором наблюдается выраженный СТС. Такая форма осциллограмм $I_t(t)$ может быть связана с прыжками индивидуальных ионов O^{2-} на соседние V_O в образовавшемся филаменте под действием тепловых колебаний кристаллической решётки $ZrO_2(Y)$, что является случайным процессом. Электронная проводимость по филаментам в оксидах металлов в СНС осуществляется по прыжковому механизму [2]. Если филамент формируется из малого числа вакансий, то перескок одного иона O^{2-} на соседнюю V_0 (как показано на рис. 3) приводит к скачкообразному изменению I_t, величина которого вполне измерима при помощи используемого предусилителя Omicron UHV AFM/STM.

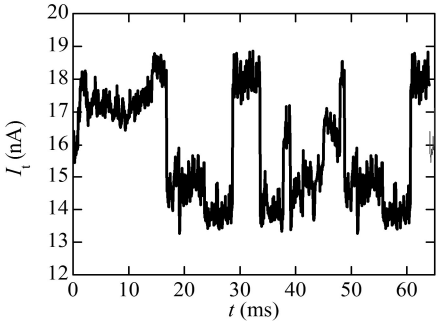


Рис. 2

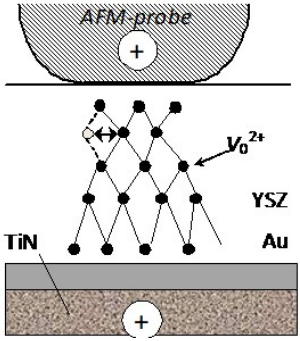


Рис. 3

Вышеописанный процесс можно рассматривать в формализме движения броуновской частицы в двухъямном потенциале, показанном на рис. 4). Он модулирует ток электронов и фиксируется, выражаясь в прямоугольном импульсе на осциллограмме. В классическом приближении Больцмана, частота перескока броуновской частицы из одной потенциальной ямы в другую f_i (частота Крамерса) связана с высотой потенциального барьера между ямами E_a выражением [5]:

$$f_i \sim f_0 exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right),$$

где f_0 – частота колебаний частицы в минимуме потенциальной ямы, k – постоянная Больцмана, T – температура.

На рис. 5 показано распределение времён жизни в состоянии с более низким сопротивлением, полученное из статистического анализа осциллограмм $I_t(t)$. Данное распределение может быть аппроксимировано распределением Максвелла-Больцмана с максимумом $\tau = 1/f_i \approx 0{,}2 – 0{,}3$ мс.

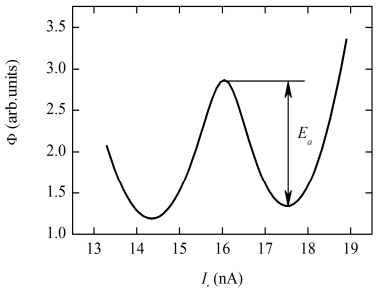


Рис. 4

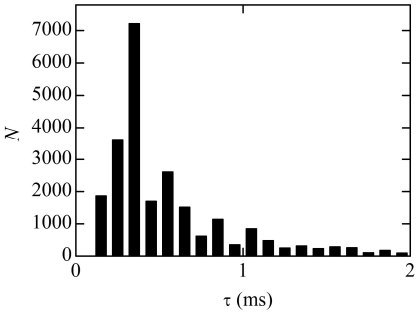


Рис. 5

Принимая f_0 равной характерной частоте колебаний кристаллической решётки, получаем для T = 300 К, получаем E_a = 0,55 – 0,57 эВ. Полученное значение согласуется с полученными независимо методами спектроскопии фликкер-шума (E_a = 0,52 – 0,68 эВ при 300 К) [6] и измерения тока ионной миграционной поляризации мемристоров на основе ZrO_2(Y) (E_a = 0,53 – 0,55 эВ в диапазоне температур 300 – 500 К) [7].

Заключение

В настоящей работе впервые наблюдалась генерация случайного телеграфного сигнала в контакте зонда атомно-силового микроскопа к плёнке ZrO_2(Y) на проводящей подложке, в совокупности образующих виртуальный прибор резистивной памяти (мемристор) нанометровых размеров. Обнаруженный эффект связан с прыжками отдельных ионов кислорода по кислородным вакансиям внутри филамента. Таким образом, результаты настоящей работы показывают, что метод атомно-силовой микроскопии с проводящим зондом позволяет отслеживать динамику теплового движения индивидуальных ионов кислорода в материале проводящих филаментов. Значения энергии активации перескоков ионов кислорода в ZrO_2(Y) на соседние вакансии, определённые из результатов статистического анализа времён жизни виртуального мемристора в состояниях с низким и высоким сопротивлением (0,55 – 0,57 эВ при 300 К) хорошо согласуются с результатами независимых измерений методами спектроскопии фликкер-шума и измерений тока миграционной ионной поляризации в мемристорах на основе ZrO_2(Y).

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2). Измерения методом атомно-силовой микроскопии выполнены с использованием оборудования центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

[1] Ielmini D., Waser R. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications. – Saarbruken: Wiley-VCH, 2016. 751 p.
[2] Sawa A. // Mater. Today. 2008. Vol. 11, № 6. P. 28.
[3] Filatov D.O., Vrzheshch D.V., Tabakov O.V., Novikov A.S., Belov A.I., Antonov I.N., Sharkov V. V., Koryazhkina M.N., Mikhaylov A.N., Gorshkov O.N., Dubkov A.A., Carollo A., Spagnolo B. // jSTAT. 2019. № 12. P. 124026.
[4] Gammaitoni L., Hanggi P., Jung P., Marchesoni F. // Rev. Mod. Phys. 1998. Vol. 70, № 1. P. 223.
[5] Horsthemke W., Lefever R. Noise-Induced Transitions: Theory and Applications in Physics, Chemistry, and Biology. – Berlin-Heidelberg: Springer, 1984. 322 p.
[6] 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., Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114, № 25. P. 253506.
[7] Filatov D., Tikhov S., Gorshkov O., Antonov I., Koryazhkina M., Morozov A. // Adv. Condens. Matter Phys. 2018. P. 2028491.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ Si^+ НА СТРУКТУРУ ДИОКСИДА КРЕМНИЯ

Е.В. Окулич[1)], В.И. Окулич[2)], А.Н. Михайлов[1)], Д.И. Тетельбаум[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] НИУ РАНХиГС

Предпосылки и цель исследования

Вопросы о природе стохастичности электрофизических характеристик мемристивных устройств и их стабильности до сих пор остаются основными для исследователей в этой области. В общепринятой модели образования путей проводимости (филаментов) для диэлектриков на основе неорганических окислов основным агентом, обеспечивающим их высокую проводимость, являются вакансии кислорода. Однако, в литературе нет достоверных оценок уровня концентрации вакансий, необходимого для обеспечения высокой проводимости. В этом связи можно упомянуть работы Мехоника [1], в которых утверждается, что мемристивный эффект в плёнках аморфного диоксида кремния наблюдается, если их изначальный стехиометрический состав соответствует формуле $SiO_{1.7}$, что соответствует 15% концентрации кислородных вакансий. Очевидно, что в зоне филамента радиусом ≈ (10-20) А, эта концентрация может быть существенно выше. Можно предположить, что, с большой степенью вероятности, она может достигать 30% уровня.

С другой стороны, оценка развивающихся в зоне филамента температур дает значения порядка (800-1000) К, что означает повышенную амплитуду колебаний атомов и, как следствие, значительную перестройку атомной структуры в области филамента, приводящую к изменению электронных характеристик этой зоны. Можно ожидать, что в плёнках аморфного диоксида кремния степень атомной перестройки и влияние её на электронную структуру дефектов в области филамента будут заметнее, чем для поликристаллических плёнок неорганических окислов, так как α-SiO_2 изначально является метастабильным материалом, меняющим свои характеристики с течением времени даже при комнатных температурах.

В связи с этим возникает вопрос о скорости и «глубине» процессов атомной перестройки, ответ на который даст информацию об их влиянии на быстротекущие процессы переключения мемристоров между состояниями с высокой и низкой проводимостью.

Получить ответ на сформулированный вопрос можно с помощью соответствующего моделирования атомной перестройки методом молекулярной динамики (МД). Так, в работе [2] методом МД было показано что в области филамента с 15% содержанием кислородных вакансий при температурах 300-900 К за время порядка 10^{-9} с происходит формирование компактных 2-3-ёх атомных образований из атомов Si, которые могут являться прекурсорами кремниевых кластеров большего размера.

Полученный результат даёт предположить, что механизм проводимости по филаменту в α-SiO_2 может реализовываться не только с участием вакансий кислорода, но и нанокластеров кремния. Действительно, в литературе приводятся результаты экспериментальных исследований, доказывающих факт развития филаментов по цепочкам нанокластеров кремния в α-SiO_2.

Одним из способов создания нанокластеров кремния в аморфном диоксиде кремния является внедрение избыточных атомов кремния методом ионной имплантации с использованием ионов Si^+ с последующим отжигом в интервале (700-1500) К. Для оценки скорости этого процесса на начальном этапе отжига нами было проведено соответствующее молекулярно-динамическое моделирование.

Метод реализации

Главной задачей проведения численного эксперимента было создание для программы LAMMS кластера, насыщенного атомами кремния при облучении ионами с заданной дозой на определённой глубине. За основу был взят тот же кластер, что и использованный в работе [2]. Программа SRIM, позволяющая оценить количество смещённых в междоузлия атомов кремния и кислорода, а также их вакансий на разных глубинах проникновения ионов в мишень была использована для их оценки на глубине 20 нм аморфного SiO_2 для дозы $1*10^{15}$см$^{-2}$ и энергии внедряемых ионов Si^+ с энергией = 20 кэВ. Методика расчёта приведена ниже. Соответствующее число вакансий атомов Si и O создавалось их случайным удалением, а междоузельные атомы их случайным внедрением при выполнении того условия, что расстояние между двумя атомами не должно было быть меньше суммы атомных радиусов соответствующих соседей.

Схема проведения расчёта приведена на рис. 1.

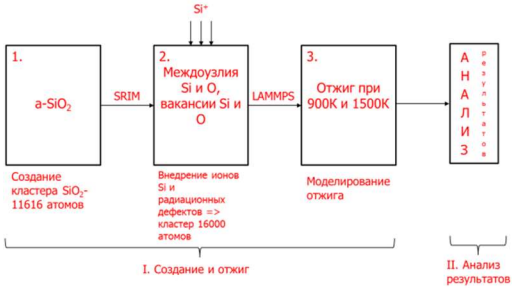


Рис. 1

Для оценки нового взаимного расположения атомов в кластере после отжига:

- строились радиальные функции распределения пар Si-Si как для всего объёма моделируемого кластера (размером 60x60x60 A^3, так и вокруг одиночных узлов кремния в кубических зонах разного размера;
- рассчитывались параметры локальных зон (их число и размеры), содержащих только атомы кремния до и после отжигов при разных температурах.

Анализ результатов

Результаты для всего объёма кластера

На рис. 2 представлены рассчитанные РФР для исходного кластера SiO_2 (2а), который имеет вид характерный для этой структуры, после насыщения атомами кремния (2б) и после отжига при двух температурах (2в – 900К, 2г – 1500К). Видно, что РФР насыщенного ионами Si^+ кластера до отжига имеет хаотичный вид. Отжиг при-

водит к появлению пиков на расстоянии ≈ 2.34 А и началу формирования пика на расстоянии ≈ 3.6 А, характерных для кристаллического кремния.

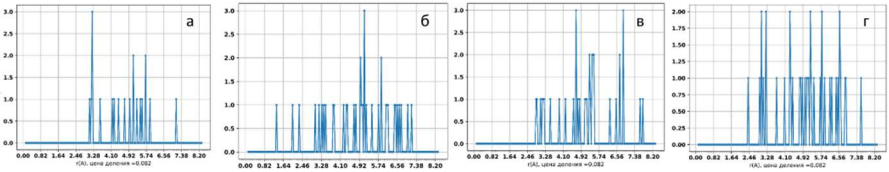


Рис. 2

Результаты для отдельных зон, построенных вокруг отдельных атомов Si

На рис. 3 показаны результаты по найденным зонам вокруг отдельных атомов Si, содержащим только атомы кремния, до (рис. 3а) и после отжига (900К – 3б, 1500К – 3в).

а	до отжига		
Количество Si	Число зон		
	сторона куба зоны 3А	сторона куба зоны 4.7А	сторона куба зоны 7.5А
3	488	96	1
4	152	108	
5	36	92	1
6	6	108	
7	2	74	4
8		34	1
9		38	1
10		18	3
11		7	1
12		4	1
13		2	1

б	900К		
Количество Si	Число зон		
	сторона куба зоны 3А	сторона куба зоны 4.7А	сторона куба зоны 7.5А
3	2	85	1
4		147	
5		76	
6		22	
7		3	
8			
9			1

в	1500К		
Количество Si	Число зон		
	сторона куба зоны 3А	сторона куба зоны 4.7А	сторона куба зоны 7.5А
3			
4	1	129	
5		39	
6		12	1
7			1
8			
9			1

Рис. 3

На рис. 3а после насыщения зон малого размера, содержащих только атомы кремния гораздо больше, чем зон такого размера с большим числом только таких атомов. Естественно, что по мере увеличения размера зоны число содержащих только атомы кремния зон, уменьшается из-за появления в таких зонах атомов кислорода. Следует отметить и образование единичных зон большего размера содержащих большее число атомов кремния.

Отжиг приводит практически приводит к исчезновению зон со стороной 3 А, содержащих малое число атомов Si, что свидетельствует об упорядочивании структуры в локальных областях по направлению к кристаллическому кремнию с расстоянием между ближайшими атомами кремния, равным 2.34 и 4 А соседями в первой координационной сфере, и с 12 вторыми соседями на расстоянии центрального атома 3.6 А во второй координационной сфере. Одновременно наблюдается исчезновение зон, содержащих большое число только атомов Si, что также свидетельствует о постепенной эволюции таких агломератов в стороны объединения с атомами кислорода. При этом результаты для зоны со стороной 7.5А свидетельствует о нарастании числа атомов кремния во второй координационной сфере.

Сделанные выводы подтверждаются графиками РФР, построенными для одиночных атомов в центре двух кубических зон стороной = 7.5 А (рис. 4).

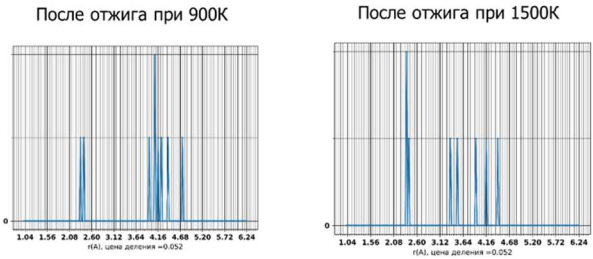


Рис. 4

Выводы

Результат проведённого численного эксперимента на наш взгляд достаточно убедительно показывают возможность образования нанокластеров кремния в аморфном оксиде кремния при пострадиционном отжиге, что, само по себе, не является неожиданным. Ведь это явление достаточно давно обнаружено экспериментально, в том числе и в работах исследователей НИФТИ. Интересно другое – то, что он показал возможность заметных перестроек за достаточно малое время – порядка 10^{-9} с. Это время соответствует характерным временам процессов переключения в мемристорах. И, следовательно, в области филамента могут наблюдаться непрерывные структурные микроперестройки. В связи с этим можно высказать осторожное предположение, что одной из возможных причин наблюдаемой стохастичности ВАХ мемристоров могут являться именно эти процессы.

Работа поддержана Правительством Российской Федерации (соглашение № 074-02-2018-330 (2)).

[1] Mehonic A., Shluger A.L., Gao D., Valov I., Miranda E., Ielmini D., Bricalli A., Ambrosi E., Li C., Yang J.J., Xia Q., Kenyon A. J. // Adv. Mater. 2018. Vol. 30, № 43. P. 1801187(1).

[2] Окулич Е.В., Окулич В.И., Тетельбаум Д.И. // ПЖТФ. 2020. Т. 46, вып. 1. С. 24.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА В МЕМРИСТОРАХ

В.А. Шишмакова[1)], Д.О. Филатов[1)], А.И. Белов[1)], Д.С. Королёв[1)], И.Н. Антонов[1)], Д.В. Гусейнов[1)], А.Н. Михайлов[1)], Н.В. Агудов[1)], А.А. Дубков[1)], Б. Спаньоло[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Палермо

Введение

В последние годы значительное внимание исследователей привлекает эффект резистивного переключения (РП), заключающийся в обратимом бистабильном (мультистабильном) изменении электросопротивления диэлектрической прослойки между двумя проводящими электродами под действием электрического напряжения, приложенного к электродам [1]. Электронные приборы, принцип действия которых основан на эффекте РП, получили название *мемристоров*. Для описания свойств мемристора может быть использована модель движения броуновской частицы в двухъямном потенциале. Известно, что при подаче на такую систему периодического возмущения, соотношение сигнал/шум в её отклике максимально, когда частота периодического возмущения совпадает со средней частотой термовозбуждённых перескока броуновской частицы между потенциальными ямами (частота Крамерса). Данное явление получило название *стохастического резонанса* [2].

Целью настоящей работы являлось экспериментальное обнаружение эффекта стохастического резонанса при резистивном переключении мемристора.

Экспериментальная часть

В качестве объекта исследований был выбран мемристор на основе двухслойных структур $ZrO_2(Y)/Ta_2O_5$ типа кросс-пойнт с размерами активной области 20×20 $\mu м^2$ [3].

На исследуемый мемристор подавался тестирующий сигнал $V(t)$, представляющий собой синусоидальный переключающий сигнал амплитудой 1 В и частотой 10 Гц, на который накладывался шумовой сигнал, имитирующий белый Гауусов шум, сгенерированный при помощи генератора псевдослучайных чисел, входящего в состав программного обеспечения ADSView 2.0. Мощность шумового сигнала характеризовалась стандартным отклонением значений напряжения в последовательности псевдослучайных чисел σ. Сгенерированный в цифровой форме тестирующий сигнал преобразовывался в аналоговый при помощи цифро-аналогового преобразователя (ЦАП) модуля National Instruments USB 6211, используемого источника напряжения, работающего под управлением программного обеспечения LabView 2016. Частота выборки ЦАП составляла 250 кГц. Токовый отклик мемристора на тестирующий сигнал $I(t)$ подавался с сопротивлением нагрузки на аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) модуля National Instruments USB 6211. В эксперименте измерялись осциллограммы $I(t)$, регистрировавшиеся в течение 1 мин при различных значениях σ, которые варьировались в пределах от 0 до 0,5 В.

Спектры мощности токового отклика вычислялись при помощи функции быстрого преобразования Фурье (БПФ) программного обеспечения Origin Pro 7.0.

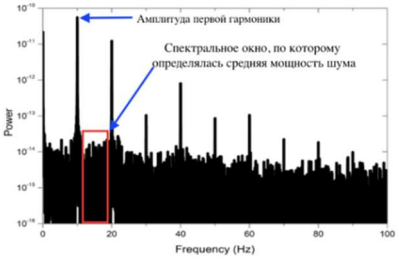


Рис. 1

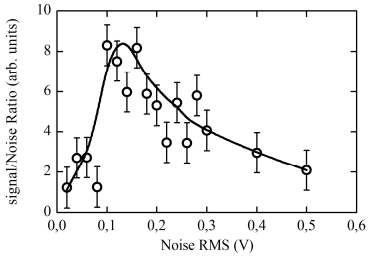


Рис. 2

Результаты и обсуждения

На рис. 2 показана зависимость отношения сигнал/шум в осциллограммах токового отклика мемристора от σ. Отношение сигнал/шум определялось как отношение амплитуды первой гармоники в спектре мощности токового отклика на частоте синусоидального переключающего сигнала (10 Гц) к средней амплитуде шума, которая, в свою очередь, определялась как среднее значение амплитуд спектральных гармоник в полосе между 1-ой и 2-ой гармониками (см. рис. 1). На зависимости отношения сигнал/шум от σ наблюдается выраженный максимум (рис. 2). Это позволяет утверждать, что в эксперименте, проводимом в настоящей работе, наблюдался эффект стохастического резонанса. Форма зависимости отношения сигнал/шум от σ на рис. 2 соответствует типично для явления стохастического резонанса (см. обзор [2] и ссылки в нём).

Заключение

Экспериментальное обнаружение эффекта стохастического резонанса при переключении мемристора демонстрирует фундаментальные свойства мемристора как стохастической мультистабильной системы С практической точки зрения, результаты данной работы показывают возможность применения эффекта конструктивной роли шума для повышения стабильности параметров мемристоров.

Работа выполнена при поддержке Программы мегагрантов Правительства Российской Федерации (Постановление № 220), № госконтракта 074-02-2018-330 (2).

[1] Ielmini D., Waser R. Resistive Switching: From Fundamentals of Nanoionic Redox Processes to Memristive Device Applications. – Saarbruken: Wiley-VCH, 2016. 751 p.
[2] Gammaitoni L., Hanggi P., Jung P., Marchesoni F. // Rev. Mod. Phys. 1998. Vol. 70, № 1. P. 223.
[3] Mikhaylov A., Belov A., Korolev D., Antonov I., Kotomina V., Kotina A., Gryaznov E., Sharapov A., Koryazhkina M., Kryukov R., Zubkov S., Sushkov A., Pavlov D., Tikhov S., Morozov O., Tetelbaum D. // Adv. Mater. Technol. 2019. P. 190060.

NONEQUILIBRIUM PHENOMENA AND METASTABILITY IN MESOSCOPIC AND QUANTUM SYSTEMS

B. Spagnolo[1, 2)], A. Carollo[1, 2)], C. Guarcello[3)], N. Agudov[1)], A. Dubkov[1)], D. Persano Adorno[2)], D. Valenti[2)]

1) Lobachevsky State University
2) University of Palermo
3) University of Salerno

Here we summarize some relevant results related to nonequilibrium phenomana in mesoscopic and quantum systems. A common phenomenon in the dynamics of out-of-equilibrium systems is the metastability, and the problem of the lifetime of metastable states involves fundamental aspects of nonequilibrium statistical mechanics. Metastability (see fig. 1) is a signature of a first order phase transition, often characterized by a long-living metastable state. In particular, the stability of a metastable state can be enhanced by Gaussian and non-Gaussian noise sources. This counterintuitive effect has been found in different physical areas, ranging from spintronics, aggregation kinetics of Brownian particles, Josephson junction systems, to interdisciplinary physical models.

It is widely believed that environmental fluctuations enhance the escape from metastable states of classical, mesoscopic and quantum systems. Here we show that environmental noise can enhance the stability of mesoscopic and quantum metastable systems strongly interacting with a thermal bath, giving rise to a nonmonotonic behavior of the lifetime of the metastable state as a function of the noise intensity. This is the noise enhanced stability (NES) phenomenon [1], which is a resonancelike behavior in contrast with the monotonic behavior predicted by Kramers theory [2] (see fig. 2). We analyze the escape stochastic dynamics of four mesoscopic and quantum systems: *(i)* a long Josephson junction (JJ) driven by Lévy noise; *(ii)* an electron spin system and its relaxation process in n-type GaAs crystals driven by a fluctuating electric field; *(iii)* a memristor stochastic model; and *(iv)* a metastable quantum dissipative system driven by an external periodical driving; and finally, *(v)* we summarise some relevant results related to non-equilibrium quantum systems.

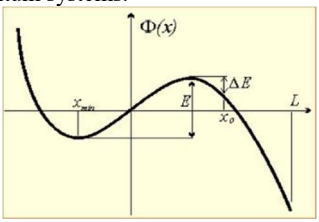


Fig. 1

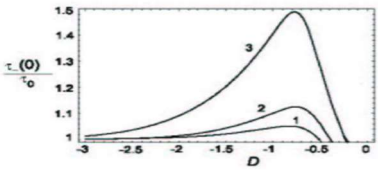


Fig. 2

(i) A Josephson junction (JJ) is a device realised by sandwiching two superconducting plates on a interlayer of nonsuperconducting material (see fig. 3). In this mesoscopic device, macroscopic quantities as voltage and current are directly related to a microscopic order parameter φ, representing the phase difference between the wavefunctions of charge carriers in the two superconducting electrodes. The φ evolution is described by the well-known sine-

Gordon (SG) equation, including bias and fluctuating currents $i_b(x,t)$ and $i_f(x,t)$, respectively, and a damping term

$$\beta\varphi_{tt} - \varphi_{xx} + sin(\varphi) = -\varphi_t + i_b(x,t) + i_f(x,t). \quad (1)$$

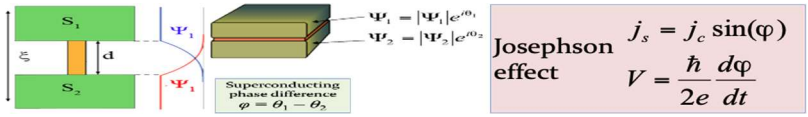


Fig. 3

The fluctuating current i_f is a Lévy noise source, the variables x and t are normalised to the Josephson penetration length λ_J and the characteristic JJ frequency ω_c, respectively, and $\beta = \omega_c RC$, where R and C are the effective normal resistance and capacitance of the device. The $\sin(\varphi)$ term is the supercurrent. All the current terms in (1) are normalised to the JJ critical current I_c. In fig. 4 we show the NES phenomenon in the long JJ system [3].

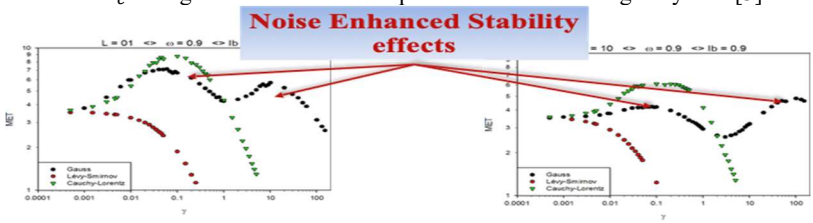


Fig. 4

(ii) In *n*-type III-V semiconductors the dominant electron spin relaxation process is the D'yakonov–Perel (DP) mechanism [4]. The spin–orbit interaction couples the spin of conduction electrons to the carrier momentum, randomised by interactions with phonons, impurities and other electrons. In a semiclassical formalism we describe the spin dynamics by the classical equation of precession motion as $\frac{dS}{dt} = \Omega \times S$. In our simulations the semiconductor bulk is driven by a fluctuating external electric field $F(t) = F_0 + \eta(t)$, where F_0 is the deterministic amplitude and $\eta(t)$ is an external noise source. The results of our Monte-Carlo simulations are shown in fig. 5, where it is shown the normalized electron spin relaxation time τ/τ_0 as a function of the normalized noise correlation time. Random fluctuations can play a relevant role on controlling and tuning the coherence of spin-relaxation processes. By using appropriate noise characteristic times, it is possible to select the most favorable condition for the transmission of information by electron spin [5].

(iii) The dynamics of the stochastic model for a memristive system proposed in [6] is described by the following Fokker-Planck equation

$$\frac{\partial}{\partial t} n_D(x,t) = \frac{\partial}{\partial x}\left[n_D(x,t)\frac{\mu dU(x)}{dx}\right] + D\frac{\partial^2}{\partial x^2} n_D(x,t), \quad (2)$$

where D is diffusion coefficient, μ is the coefficient of mobility of defects and $U(x)$ is the potential profile for hopping particles. Our final results on the relaxation time as a function of dimensionless noise intensity θ/E_a, with E_a the barrier height, are shown in fig. 6.

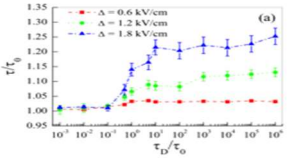


Fig. 5

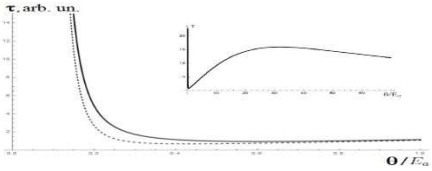


Fig. 6

(iv) Common wisdom is that environmental fluctuations always enhance the escape from a quantum metastable state. Here we show that the dissipation can enhance the stability of a quantum metastable state, by analyzing the escape process and the relaxation dynamics from a quantum metastable state with and without a monochromatic external driving, and with an out-of-equilibrium initial condition are shown. Specifically, the quantum dynamics of an asymmetric bistable system coupled to a bosonic Ohmic thermal bath in a strong dissipation regime through the Caldeira-Leggett model is analyzed (see fig. 7). The full Hamiltonian H(t), the reservoir and interaction Hamiltonians H_R, H_{SR} are

$$H(t) = \frac{p^2}{2M} + V(t) + H_R + H_{SR},$$
$$H_R + H_{SR} = \sum_{j=1}^{N} \frac{1}{2}\left[\frac{p_j^2}{m_j} + m_j\omega_j^2\left(x_j - \frac{c_j}{m_j\omega_j^2}q\right)^2\right]. \quad (3)$$

The study is performed by a non-perturbative method based on the real-time path integral approach of the Feynman-Vernon influence functional. In the absence of driving we observe a nonmonotonic behavior of the escape time from the metastable region, as a function both of the system-bath coupling coefficient and the temperature (see fig. 8). This indicates a stabilizing effect of the quantum fluctuations. In the presence of driving our findings indicate that, as the coupling coefficient γ increases, the escape time becomes frequency-independent for higher γ values (see fig. 8). Moreover, the escape time from the metastable state displays a nonmonotonic behavior as a function of the temperature, the frequency of the driving, and the thermal-bath coupling, which indicates the presence of a quantum noise enhanced stability phenomenon [7-9].

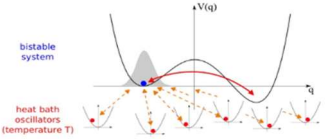


Fig. 7

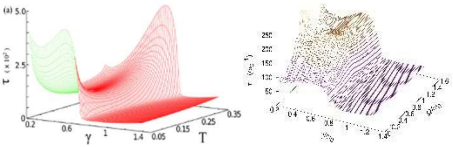


Fig. 8

(v) We characterise quantum phase transitions (QPT) in out-of-equilibrium quantum systems through a novel approach based on geometrical and topological properties of mixed quantum systems [10]. The evolution of non-equilibrium steady state (NESS) QPT is driven by a Liouvillean superoperator which is parameterized by a set of control variables, which determine, independently of the chosen initial state, the corresponding unique NESS. We have introduced the mean Uhlmann curvature (MUC) and we have investigated its role in the characterisation of dissipative NESS-QPT. The MUC, defined as the Uhlmann GP per unit area of a density matrix evolving along an infinitesimal loop, has also a fundamental interpretation in multi-parameter quantum metrology: it marks the incompatibility between independent parameters arising from the quantum nature of the underlying physical system [11]. In this sense, the MUC is a measure of "quantumness" in the multi-parameter estimation problem, and its singular behaviour responds only to quantum fluctuations occurring across a phase transitions. We have found that a non-analytic behavior of Uhlmann GP is a signature of NESS-QPT in open-quadratic fermionic lattice models. This method does *not need* the knowledge of any *order parameter*, and most important the Uhlmann phase may provide information on whether the NESS-QPT is driven by quantum or classical fluctuations [11-12].

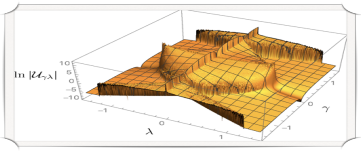


Fig. 9

This work was supported by the Grant of the Government of the Russian Federation, contract No. 074-02-2018-330 (2).

[1] Agudov N.V. and Spagnolo B. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 035102(R).
[2] Kramers H.A. // Physica (Amsterdam). 1940. Vol. 7. P. 284.
[3] Valenti D., Guarcello C., Spagnolo B. // Phys. Rev. B. 2014. Vol. 89. P. 214510.
[4] D'yakonov M.I. and Perel V.I. // JETP Lett. 1971. Vol. 13. P. 467-9.
[5] Spezia S. et al. // Europhys. Lett. 2013. Vol. 104. P. 47011.
[6] Agudov N.V. et al. // J. Stat. Mech. The. Exp. 2020. P. 024003.
[7] Spagnolo B., Carollo A., Valenti D. // Entropy. 2018. Vol. 20. P. 226.
[8] Valenti D., Carollo A., Spagnolo B. // Physical Review A. 2018. Vol. 97. P. 042109.
[9] Valenti D., Magazzù L., Caldara P., Spagnolo B. // Physical Review B. 2015. Vol. 91. P. 235412.
[10] Carollo A., Spagnolo B., Valenti D. // Sci. Rep. 2018. Vol. 8. P. 9852.
[11] Carollo A., Spagnolo B., Dubkov A.A., Valenti D. // J. Stat. Mech. Theory Exp. 2019. P. 094010.
[12] Leonforte L., Valenti D., Spagnolo S., Carollo A. // Sci. Rep. – Nature. 2019. Vol. 9. P. 9106.

АНАЛИЗ ДЕГРАДАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕМРИСТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Д.В. Суняйкин[1)], А.В. Якимов[1)], А.В. Клюев[1)], О.Н. Горшков[1)], Д.О. Филатов[1)], Д.А. Антонов[1)], А.Н. Михайлов[1)], P. Dimitrakis[2)], B. Spagnolo[1, 3, 4)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] National Center for Scientific Research "Demokritos", Greece
[3)] Università di Palermo and CNISM, Italy
[4)] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy

Приведены результаты анализа связи между спектром фликкерного шума в электрическом токе через контакт зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) к плёнкам Si_3N_4 на проводящих подложках и характеристиками деградации этих плёнок. Использована методика анализа фликкерных шумов, отработанная на тонкоплёночных образцах ZrO_2(Y) [1–2]. Исследованы две тонкоплёночные структуры. В образце SN6 (рис. 1) между плёнкой Si_3N_4 и подложкой наносился подслой SiO_2 толщиной 2 нм. В образце SN8 (рис. 2) данный слой отсутствует. Для каждой структуры измерения проводились в двух состояниях: высокого (СВС) и низкого (СНС) сопротивления.

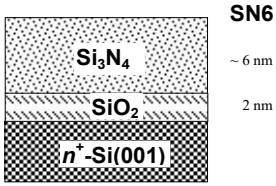


Рис. 1

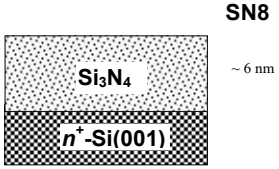


Рис. 2

В СВС наблюдались только собственные шумы измерительной установки, поэтому здесь приводятся данные только для СНС.

При обработке спектров каждый график содержит три компоненты: спектр собственного шума установки (нижняя ломаная кривая «Setup»); спектр шума образца, полученный путём вычитания спектра собственного шума установки из полного спектра, полученного из соответствующего файла (верхняя ломаная кривая «Net spectrum»); результат ручной аппроксимации описанного выше спектра шума образца (гладкая кривая «Fit»).

Для аппроксимации использовался спектр $S_{Fit}(f)$, содержащий две компоненты (белый шум, плюс фликкерный шум):

$$S_{Fit}(f) = S_0 + \frac{A}{f^{\gamma}}. \quad (1)$$

Здесь S_0 – высота плато, обусловленного белым шумом; A – параметр, численно равный значению фликкерной компоненты спектра на частоте анализа f = 1 Гц; γ – параметр формы фликкерной компоненты спектра.

Для образцов SN6 обработаны четыре последовательно записанных парных файла при напряжении 2 В: (1) 38+39 – запись тока после формовки образца; (2–4) 41+42, 44+45, 47+48 – после измерения циклической ВАХ. Отдельный файл содержит

NY = 1024 выборки, количество отсчётов в выборке NX = 1024. Максимальная частота анализа 7997.5 Гц. Разрешение по частоте 15.62 Гц. Статистическая погрешность измерения отдельного спектра составляет 2.2 процента.

Перейдём к анализу статистических характеристик тока через образец SN6. На рис. 3–5 представлены: осциллограмма тока после формовки, выраженная в единицах отсчёта АЦП $N(t)$, то есть в бинах; функция плотности вероятности (pdf); результат обработки спектра.

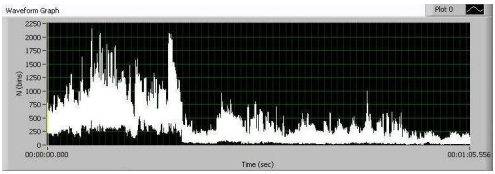


Рис. 3

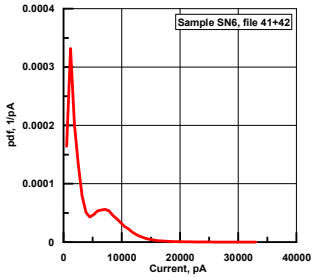


Рис. 4

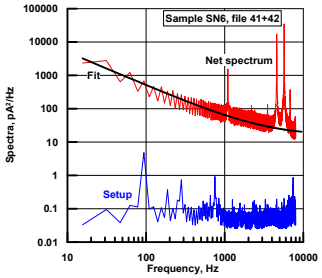


Рис. 5

Осциллограмма (рис. 3) демонстрирует нестационарность шума. Сначала образец находился в СНС, затем перешёл в СВС. Указанный переход проявился в pdf (рис. 4): видны два локальных максимума: первый соответствует СВС, второй – СНС. После учёта статистических характеристик собственного шума установки определены следующие характеристики шума образца. Среднее значение тока $\langle I_t \rangle$ =4.1 нА; среднеквадратическое отклонение σ_{It} =3.7 нА; коэффициент асимметрии γ_3 =1.34; коэффициент эксцесса γ_4 =1.65. Спектр шума образца (рис. 5) аппроксимируется соотношением (1), выраженным в единицах [пА^2/Гц]: S_o =13; A =2.5×10^4; γ =1.0.

Перейдём к анализу шумов образца SN8, отличающегося от рассмотренного выше образца SN6 отсутствием подслоя SiO_2. Файлы 61–76 для образца SN8 записывались при той же частоте взятия отсчётов. В отличие от предыдущего образца количество выборок уменьшено до NY = 200. Последовательно записаны 8 сканов, содержащих парные файлы при напряжении 2 В. Все осциллограммы демонстрируют нестационарность шума. Сначала образец находится в СНС (файл 65, рис. 6), проявляя шум, имеющий характер случайного телеграфного процесса (СТП). Потом начинаются переходные процессы (файл 69), которые можно проследить на рис. 7. Эти процессы приводят к переходу образца в СВС (файл 73), где он окончательно и остаётся, что

можно увидеть на рис. 8, проявляя шум, близкий к собственному шуму измерительной установки.

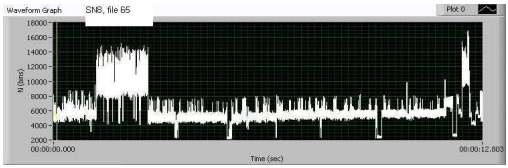


Рис. 6

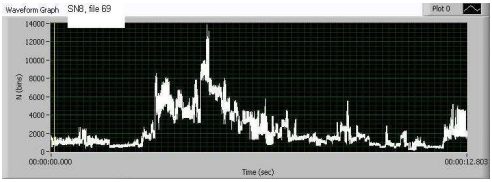


Рис. 7

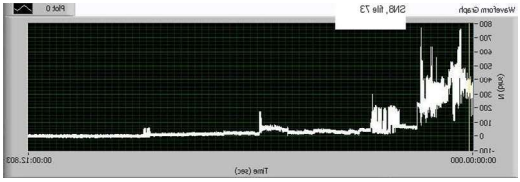


Рис. 8

Для образца SN8 на рис. 9–10 представлены pdf из сканов 1–7 (файлы 61–74). Данные из сканов 3, 4 и 5 ограничены по горизонтальной оси током 2×10^5 пА для большей наглядности представляемых результатов. Та же процедура применена к скану 6 на рис. 10. СТП, выявленный в осциллограммах из файлов 61, 63, 65, отчётливо проявляется в плотности вероятности шума, полученной из сканов 1–3.

На рис. 11 представлены измеренные спектры шумов образца SN8 и собственного шума измерительной установки. Из рисунка видна тенденция, обнаруженная при анализе осциллограмм, представленных на рис. 6-8. Для определения спектра шума, генерируемого образцом SN8, произведено вычитание спектра собственного шума измерительной установки из полного измеренного спектра. Для аппроксимации используется спектр (1). Пример подобной обработки представлен на рис. 12.

Сравним данные, полученные для образца SN6, с данными образца SN8.

Отсутствие слоя SiO_2 в образце SN8 привело к существенному увеличению шума по сравнению с SN6. В SN8 наблюдается относительно сильный СТП, проявляющийся существенного слабее в SN6. При этом в SN6 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 SN8, при полной длительности записи 8×25.6[с]=205 с, переход в СВС происходит после пятой записи, т.е. примерно через 128 с.

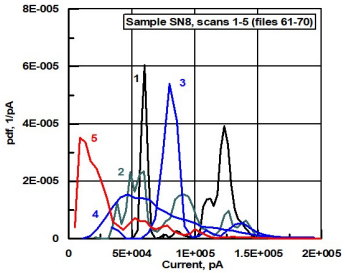


Рис. 9

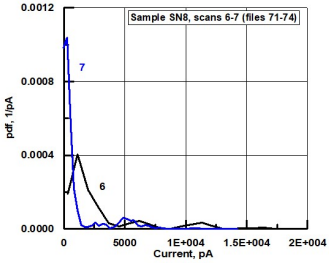


Рис. 10

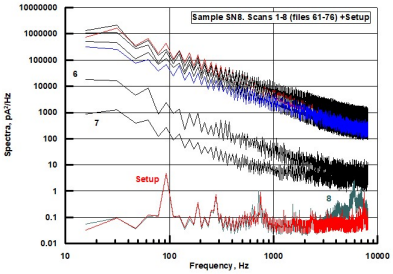


Рис. 11

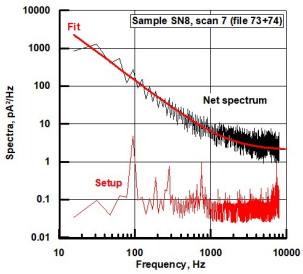


Рис. 12

Таким образом, показано, что наличие дополнительного слоя SiO_2 в образце SN6 приводит к снижению низкочастотного шума по сравнению с образцом SN8, 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 T4ΔPΩ-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., 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., Anikina Yu.I. Proc. 25th International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF 2019). 18–21 June 2019, Neuchâtel, Switzerland. P. 136.

АНАЛИЗ АТОМНЫХ ДИФФУЗИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В МЕМРИСТОРЕ КАК ЭНЕРГОНЕЗАВИСИМОМ УСТРОЙСТВЕ ХРАНЕНИЯ ИНФОРМАЦИИ

Н.И. Штрауб[1)], А.В. Якимов[1)], А.В. Клюев[1)], О.Н. Горшков[1)], Д.О. Филатов[1)], В.С. Кочергин[1)], B. Spagnolo[1, 2, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Università di Palermo and CNISM, Italy
[3)] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy

Настоящий анализ опирается на работу [1], в которой определен диапазон энергий активации диффузии ионов кислорода внутри проводящего филамента мемристивной структуры, выполненной на основе $ZrO_2(Y)$. Выявлено, что ток через филамент мемристивной структуры, выполненной на основе $ZrO_2(Y)$, в СНС имеет характер ФШ; определены параметры его спектра в заданном диапазоне частот.

В настоящей работе сделана численная оценка эффективной величины изменения тока, обусловленного единичным диффузионным скачком отдельного иона кислорода внутри филамента. Эти результаты предназначены для уточнения разрабатываемой физической макромодели мемристора.

При измерении шума в СНС спектр тока описывается модельным соотношением:

$$S_{Fit}(f) = \frac{A}{f^{\gamma}}\ [\text{А}^2/\text{Гц}], f \in [f_L; f_H]. \qquad (1)$$

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. Это позволило определить диапазон, в котором распределены энергии активации E_a диффузии ионов кислорода вдоль проводящей нити: $E_\text{a} \in [0.52; 0.68]$ эВ, а также вид функции плотности вероятности (pdf) $W_{E_\text{a}}(E_\text{a})$ (см. [2], [3]).

Оценим эффективную величину размаха i_0 скачка в токе $I_\text{t}(t)$ через зонд (филамент), соответствующего единичному акту диффузии отдельного иона кислорода.

Для простоты считаем, что ион имеет только два метастабильных состояния (“0”, “1”), разделённых энергетическим барьером E_a. То есть ион формирует так называемую “двухуровневую систему” (ДУС). Её энергетическая диаграмма приведена на рис. 1. Здесь E_b – разница глубин локальных потенциальных минимумов.

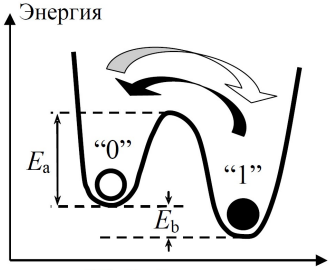


Рис. 1

Термоактивированные переходы иона кислорода между состояниями “0” и “1” 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.

Средние времена пребывания иона в рассматриваемых состояниях определяются следующими соотношениями:

$$\tau_0 = \frac{1}{f_T} exp\left(\frac{E_a}{kT}\right);\ \tau_1 = \tau_0\, exp\left(\frac{E_b}{kT}\right). \quad (2)$$

Здесь f_T – средняя частота тепловых колебаний решётки, $f_\text{T} \approx 10^{11}$ Гц.

Обозначим через M полное число ионов, диффундирующих внутри филамента. Каждый ион формирует отдельную ДУС (с номером $m \in [1;\ M]$). Таким образом, полный ток $I_\text{t}(t)$ через филамент содержит суперпозицию M элементарных СТП $i_m(t)$:

$$I_t(t) = < I_t(t) > + \sum_{m=1}^{M} i_m(t). \quad (3)$$

Здесь $< I_\text{t}(t) >$ – среднее значение тока через филамент.

Пример реализации отдельного процесса изображён на рис. 2.

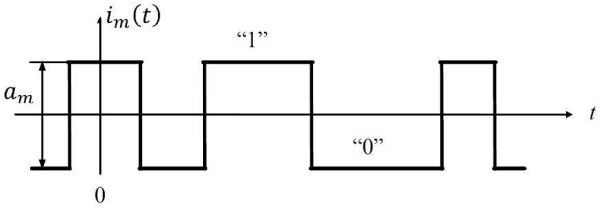


Рис. 2

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:

$$W_{0,1}(\tau) = \frac{1}{\tau_{0,1}} exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{0,1}}\right), \tau \geq 0. \quad (4)$$

Здесь τ_0 и τ_1 – средние длительности пауз и импульсов.

В этом случае спектр отдельного СТП $i_m(t)$ имеет лоренцев вид:

$$S_{RTN}(f|f_c) = A_{RTN} \frac{f_c}{f_c^2 + f^2}. \quad (5)$$

В приведённом соотношении введены следующие обозначения:

$$A_{RTN} = \frac{2}{\pi} < a_m^2 > p;\ p = \frac{\tau_1}{\tau_0 + \tau_1} \quad (6)$$

– параметр, характеризующий мощность отдельного процесса, определяемый высотой импульса a_m, а также вероятностью p появления импульсов.

$$f_c = \frac{1}{2\pi}(\tau_0^{-1} + \tau_1^{-1}) \quad (7)$$

– частота среза спектра рассматриваемого СТП.

Эффективное значение размаха i_0 элементарного импульса определяется выражением (8).

$$i_0 = \sqrt{< {a_m}^2 >},\ m \in [1; M]. \tag{8}$$

Примем, что все ДУС, формируемые ионами, являются симметричными, $E_\mathrm{b} = 0$. Это, согласно (2), означает совпадение средних длительностей пауз и импульсов, $\tau_0 = \tau_1$ и $p = 1/2$.

Полный спектр определяется следующим образом:

$$S_{I_t}(f) = M \int_{(f_c)} S_{RTN}(f|f_c) W_c(f_c) df_c. \tag{9}$$

Здесь интегрирование ведётся по всем частотам среза.

Для получения фликкерного спектра $1/f^\gamma$ необходимо, чтобы функция плотности вероятности (pdf) частот среза имела следующий вид:

$$W_c(f_c) = \frac{B_c}{f_c^\gamma};\ B_c = \frac{1-\gamma}{f_H^{1-\gamma} - f_L^{1-\gamma}};\ f_c \in [f_L; f_H]. \tag{10}$$

Использование функции плотности вероятности (10) приводит к следующему выражению для спектра (9):

$$S_{I_t}(f) = \frac{A}{f^\gamma};\ A = X_A C_A. \tag{11}$$

Здесь $X_A = M i_0^2$; $C_A = p B_\mathrm{c} \frac{\gamma}{2-\gamma} \frac{1}{\sin(\gamma\pi/2)}$.

Перейдём к численным оценкам, основанным на результате (1). Все величины приводятся в СИ.

Итак, имеем: $A = 2.3 \cdot 10^{-21}$, $\gamma = 1.3$; $f_\mathrm{L} = 15.6$ Гц; $f_\mathrm{H} = 7\,980$ Гц.

Нормировочный коэффициент для плотности вероятности (10) частот среза составляет $B_\mathrm{c} = 0.808$. Также при параметре $p = 0.5$, имеем $C_A = 0.843$, что дает $X_A = 2.7 \cdot 10^{-2}\ \ A^2$.

Для нахождения эффективного значения размаха элементарного импульса тока $i_0 = \sqrt{< a_m^2 >}$ необходимо оценить величину M полного числа ионов, диффундирующих внутри филамента. Для этого необходимо знать длину и диаметр филамента.

Длина L филамента определяется толщиной пленки YSZ, $L \approx 4 \cdot 10^{-9}$ м (4 нм). Постоянную кристаллической решетки пленки примем равной $a_\mathrm{L} = 5 \cdot 10^{-10}$ м (0.5 нм). То есть, $L \approx 8$ периодов решетки.

Диаметр филамента, грубо, примем равным шести постоянным решётки: $d = 6a_\mathrm{L} = 3 \cdot 10^{-9}$ м.

Таким образом, объём филамента $V_\mathrm{F} = \left(\frac{\pi}{4}\right) d^2 L \approx 226 {a_\mathrm{L}}^3$, 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: $i_0 \approx 4.9 \cdot 10^{-12}\ A$ (≈ 4.9 пА). Этот размах отражает эффект от единичного диффузионного скачка иона кислорода, приводящего к изменению проводимости филамента.

Сделаем дополнительные оценки, характеризующие состояние филамента.

Приложенное к филаменту напряжение $V_g = 3$ В индуцирует в нём электрическое поле $E = V_g/L \approx 6 \cdot 10^8$ В/м (6 МВ/см).

Среднее (по всем записям для СНС) значение тока есть $< I_\mathrm{t} >= 128$ пА $= 1.28 \cdot 10^{-10}$ А. Для принятой выше оценки диаметра филамента d это означает, что средняя плотность тока через филамент равна $< J_\mathrm{t} >= 1.8 \cdot 10^7$ А/м^2.

Таким образом, в настоящей работе получена оценка эффективного значения размаха элементарного импульса тока, обусловленного единичным актом диффузии иона кислорода внутри филамента: $i_0 \approx 4.9 \cdot 10^{-12}$ А $= 4.9$ пА.

Этот результат получен из анализа спектра фликкерного шума тока через филамент с учётом геометрических параметров филамента.

Оценки величины электрического поля внутри филамента, $E \approx 6 \cdot 10^8$ В/м, а также средней плотности тока через филамент, $< J_\mathrm{t} >= 1.8 \cdot 10^7$ А/м^2 пока не обсуждаются.

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.

[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] Belyakov A.V., Klyuev A.V., and Yakimov A.V. // Radiophys. Quantum Electron. 2008. Vol. 51, № 2. P. 134.

Секция «Стохастические мультистабильные системы»

Заседание секции проводилось 26 мая 2020 г.
Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

ОЦЕНКА ЧИСЛЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ КОНТЕЙНЕРОВ С НЕТРИВИАЛЬНОЙ СТАТИСТИКОЙ В СТЕГАНОГРАФИЧЕСКИХ АЛГОРИТМАХ

А.А. Горбунов, А.Г. Леонова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При описании методов сокрытия одного набора данных внутри другого широко используется понятие стеганографического контейнера, являющегося сообщением или файлом, в которое встраивается скрываемая информация [1]. Важным условием качества стеганографического метода является неотличимость по внешним признакам пустого, заполненного и незначительно искажённого контейнера, что определяет специфику областей данных контейнера, куда помещаются биты скрываемого сообщения.

Разработано много алгоритмов сокрытия данных в контейнерах различного формата, в частности, в изображениях. Сокрытие в пространственной области означает, что согласно определённому правилу в соответствии со встраиваемым сообщением изменяются биты, ответственные за цветовые компоненты точек изображения. Хотя такие преобразования менее устойчивы к атакам сжатия, они менее ресурсоёмки [2]. Наиболее известный из таких алгоритмов основан на методе LSB (англ. less significant bit – наименее значимые биты). Человеческий глаз нечуток к малым изменениям цвета, однако в распоряжении нарушителя компьютер, позволяющий анализировать структуру младших бит и её статистические особенности. При пересылке адресату файла-изображения считаем, что канал не вносит в содержимое файла помехи. Перехваченный контейнер может быть преобразован нарушителем и отослан адресату в изменённом виде. Нарушитель может убрать любые шумы, как добавленные при встраивании стего, так и являющиеся частью контейнера (например, оцифрованного фото). Также, подозревая, что в статистических характеристиках шума может скрываться информация, он может заменять шум на похожий, но с другими численными параметрами.

Обычно потребность в передаче сообщений при помощи стеганографии возникает при отсутствии защищённого канала с необходимой пропускной способностью. Предположим, что защищённый канал есть, его пропускная способность ненулевая, но гораздо меньше, чем требуется для непосредственной передачи сообщения. Тогда по нему можно передавать вспомогательные сведения, позволяющие оценить, было ли вмешательство со стороны нарушителя, а иногда и понять, в чём оно заключалось. Например, передача длины и ширины изображения скомпрометирует нарушителя, обрезавшего часть изображения, параметры шума – нарушителя, подменившего шум собственной реализацией, и т.д.

Разные виды контейнеров дают разные преимущества для встраивания стегосообщения тем или иным способом. При этом не всегда целесообразно описывать контейнер полным списком разнородных параметров, когда ключевую роль играют 2-3 из них, да и количество информации, передаваемое по каналу с низкой пропускной способностью, желательно минимизировать. В то же время нарушитель не должен понимать, какие параметры пустого или заполненного контейнера несут в себе информацию и могут (должны) быть изменены, а какие должны быть оставлены в неприкосно-

венности. Выход – использование контейнера-изображения, составленного при помощи графических редакторов из нескольких растровых и векторных изображений. Каждый компонент пустого контейнера обладает собственной статистикой и описывается своим набором параметров, из которых адресант выбирает несколько значимых и пересылает краткие сведения о выборе адресату по защищённому каналу. Далее совокупность таких параметров будем называть меткой области изображения, а контейнер, составленный из областей с характерными особенностями, – контейнером с нетривиальной статистикой.

Пусть контейнер составлен из N частей, тогда его можно описать набором из N+1 последовательности параметров – по N на каждую часть и одна на граничную область. Такой объём информации нежелательно целиком пересылать по защищённому каналу. Упорядочим пространственные области и встроим в каждую из них метку следующей: $s_i = x_i + m_{i+1}$, где s_i - встраиваемое в i-ю область сообщение, m_i – метка i-й области, x_i – информационные биты в i-й области, "+" – знак конкатенации. Можно при необходимости усложнить формулу большим количеством слагаемых, например, $s_i = m_{i-1} + m_{i+1} + x_i$. Тогда при атаке, направленной на разрушение сообщения в i-ой области, не сойдутся метки m_{i-1} в i и i-2 области, метки m_{i+1} в i и i+2 области, а вычисленные значения для i области не совпадут с метками m_i из i–1 и i+1 области.

Был проведён компьютерный эксперимент по созданию контейнера-изображения с нетривиальной статистикой путём компоновки контейнеров с разными статистическими особенностями. В разные области были встроены сообщения, некоторые остались пустыми. Затем был наложен шум, имитирующий активную атаку, который разрушил структуру в частях изображения, которые атакующий считал заполненными контейнерами. Несовпадение соответствующих меток выявило подмену структуры в заполненных областях контейнера. По косвенным признакам было выявлено вмешательство в соседние незаполненные области контейнера. Несмотря на простоту преобразований в эксперименте, его результаты можно экстраполировать на самые разнообразные встраивающие преобразования и атаки, причём как в пространственной области, так и в области преобразования.

Для нарушителя сложность анализа возрастает в N раз по сравнению с анализом контейнера без статистических особенностей того же размера. Система меток может также быть использована для совокупности контейнеров, передаваемых по отдельности. По сравнению с N изображениями меньшего размера, пересланными один за другим без тесной связки, выигрыш достигается за счёт дополнительных статистических особенностей, на основании которых формируется метка всего контейнера с нетривиальной статистикой. В зависимости от выбранного алгоритма встраивания это может быть корреляция гистограмм областей (для модификации метода LSB, основанной на манипуляции гистограммой), корреляция производных значений цветовых компонент или яркости (для методов встраивания в пространственную область). Наконец, есть специфическая граничная область, гистограмма и геометрические параметры могут быть подобраны таким образом, чтобы обеспечить плавное сочленение параметров на границах областей и точнее указать на место вмешательства нарушителя.

Отметим, что само по себе наличие корреляций может насторожить нарушителя, который подозревает дублирование вложенных данных для большей робастности контейнера. Однако использование для вложения данных лишь некоррелированных областей контейнера и анализ пустых областей с заданной корреляцией быстро позволит выявить факт вмешательства, если он есть, или даже навязывать ложную (бесполезную) информацию, в то время как данные для обмена могут остаться незамеченными. Наконец, наличие корреляций в областях упрощает обработку контейнера в области преобразования, что даёт большую ёмкость при использовании алгоритмов сокрытия в этой области. Актуальным направлением исследования остаётся изучение особенностей применения контейнеров с нетривиальной статистикой для алгоритмов в области преобразования и возможность при этом создавать контейнеры как функцию встраиваемого сообщения, что обеспечит хорошую робастность при большой ёмкости.

[1] Конахович Г.Ф., Пузыренко А.Ю. Компьютерная стеганография теория и практика – Киев: МК-пресс, 2006.
[2] Грибунин В.Г., Оков И.Н., Туринцев И.В. Цифровая стеганография. – Москва: Солон-пресс, 2009.

ПРИМЕНЕНИЕ ФИЛЬТРА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОГО СГЛАЖИВАНИЯ В ЗАДАЧЕ ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время основным средством получения информации о координатах и параметрах движения летательных аппаратов (ЛА) являются активные однопозиционные РЛС, решающие эту задачу с помощью излучения и приема радиолокационных сигналов. Несмотря на высокие характеристики современных РЛС, они, в ряде принципиальных случаев, не соответствуют предъявляемым к ним требованиям по качеству выдаваемой информации. Ухудшению информативности способствовало появление ЛА с малой радиолокационной заметностью (stealth-технологий), массовое использование малоразмерных беспилотных летательных аппаратов, применение эффективных средств радиоэлектронного подавления РЛС. По этим причинам существенно снижаются вероятность и дальность обнаружения ЛА, становятся возможными пропуски важных целей, представляющих существенную угрозу безопасности. Поэтому, объективно существует потребность в совершенствовании традиционных и поиске новых средств и способов локации ЛА.

Одним из перспективных путей развития локационной системы является комплексирование активных РЛС с пассивными средствами локации, на эффективность которых не влияют геометрические размеры ЛА и его эквивалентная отражающая поверхность. В качестве такой пассивной системы локации может быть использован многопозиционный разностно-дальномерный комплекс радиотехнического контроля (КРТК), способный принимать и анализировать сигналы источников радиоизлучения (средств навигации, радиосвязи, радиолокационного опознавания, радиоуправления, радиолокации и др.), устанавливаемых на борту ЛА.

Возможности КРТК можно оценить, например, по характеристикам комплекса чехословацкого производства «Тамара» [1], способного принимать сигналы бортовых источников излучения (ИРИ) в диапазоне 0,85-18 ГГц на дальностях до 400 км. Размеры рабочей зоны контроля комплекса (~200×400 км), темп выдачи координатной информации (около 5с), пропускная способность (до 20 объектов) сопоставимы с соответствующими характеристиками многих обзорных РЛС. Комплекс способен выдавать информацию о местоположении ИРИ в прямоугольной системе координат, широко используемой в РЛС.

Перечисленные характеристики комплекса позволяют сделать вывод о том, что подобные пассивные информационные системы могут быть использованы в интересах поиска и обнаружения ЛА, определения их координат и последующего траекторного сопровождения. Вместе с тем, ошибки определения координат в КРТК зависят от того, в какой точке рабочей зоны контроля находится ЛА. На краях зоны они значительны и не всегда приемлемы потребителям локационной информации, поэтому задача их снижения является актуальной.

Как и в РЛС выходная координатная информации КРТК в интересах *повышения точности определения координат*, может подвергаться этапу вторичной обработки, заключающемуся *в оптимальной фильтрации параметров траектории* ЛА [2].

Фильтрация параметров траектории обычно реализуется с помощью различных модификаций рекуррентного фильтра Калмана, позволяющего получить точечную оценку измеряемой координаты по минимуму среднеквадратической ошибки. При этом по данным текущего измерения координаты на n-шаге (x_n) и прогнозируемой её оценки ($\hat{x}_{n/n-1}$) на основе предыдущих (n-1) оценок, определяется результирующая точечная оценка $\hat{x}_n$.

С учетом того, что КРТК можно отнести к локационному средству обзора пространства, ограничимся моделью сглаживающего полиномиального фильтра второго порядка (αβ - фильтра), работающего по рекуррентному алгоритму:

$$\begin{gathered}\hat{x}_n=\hat{x}_{n/n-1}+\propto\left(x_n-\hat{x}_{n/n-1}\right),\\ \hat{\dot{x}}_n=\hat{\dot{x}}_{n/n-1}+\beta\left(x_n-\hat{x}_{n/n-1}\right),\\ \hat{x}_{n/n-1}=\hat{x}_{n-1}+\hat{\dot{x}}_{n/n-1}T_0.\end{gathered} \quad (1)$$

где: $\hat{\dot{x}}_n$ и $\hat{\dot{x}}_{n/n-1}$ – текущее и прогнозируемое значения скорости движения ЛА, α и β – веса «невязок», учитывающие вклад в оценку текущего результата измерения и данных прогноза.

Коэффициенты последовательного сглаживания фильтра α и β в РЛС выбирают с учетом противоречивого требования по компенсации случайной ошибки измерения координаты и предотвращения расходимости фильтра при интенсивном маневре ЛА. Поскольку потенциальную ошибку измерения во всей зоне обзора РЛС можно считать постоянной (при большом соотношении сигнал/шум), то коэффициенты сглаживания остаются неизменными на всем этапе фильтрации. При определении координат ЛА в КРТК потенциальные ошибки текущих измерений изначально неодинаковы для относительно больших областей пространства рабочей зоны. Это обстоятельство может быть учтено путем адаптации значений α и β применительно к заранее определенным областям зоны, где изменение потенциальных ошибок измерения незначительно. Выделение областей возможно путем соответствующего расчета ошибок и их локализации по всей геометрии зоны.

При совместной работе трех приемных пунктов разностно-дальномерной системы фигурой, внутри которой с заданной вероятностью Р может находиться ИРИ, является эллипс равной вероятности с центром в точке пересечения двух линий положения-гипербол и с размерами полуосей, зависящими от величины Р. Поэтому в общем случае расчет ошибок измерения сводится к вычислению размеров полуосей эллипса. При практических расчетах часто ограничиваются круговой ошибкой определения местоположения $\sigma_{\text{мп}}$, т. е. определением радиуса окружности R по формуле [1]:

$$\sigma_{\text{мп}}=R=\frac{\sigma_{\Delta r}}{2sin\left(\frac{\varphi_{12}+\varphi_{32}}{2}\right)}\sqrt{\frac{1}{sin^2\left(\frac{\varphi_{12}}{2}\right)}+\frac{1}{sin^2\left(\frac{\varphi_{32}}{2}\right)}}, \quad (2)$$

где: $\sigma_{\Delta r}$ – ошибка измерения разности дальностей (одинаковая для обоих пар приемных постов); φ_{12} , φ_{32} – углы, под которыми со стороны ИРИ видны базы d_{12} , d_{32} (рис. 1).

Анализ результатов ошибок для точек общей зоны контроля КРТК, применительно к трем пунктам приема с параметрами: $\sigma_{\Delta r1}=\sigma_{\Delta r2}=180$м и $d_{12}=d_{32}=20$ км,

позволил локализовать области (условно названные: «Зона 1», «Зона 2»…), в которых ошибка определения местоположения примерно одинакова (рис. 1).

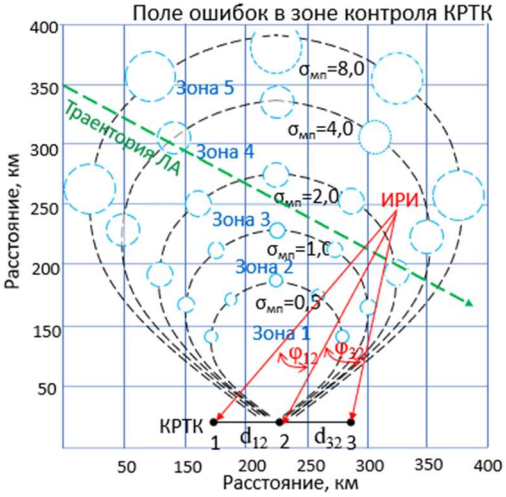


Рис. 1

Разделение на зоны позволяет принять для каждой из них усредненное значение потенциальной ошибки определения местоположения (в нашем случае: 0,5; 1; 2; 4 и 8 км) и этим ошибкам поставить в соответствие некоторые квазиоптимальные значения коэффициентов фильтра.

В работе [3] предложен подход к выбору коэффициентов α и β, исходя из условия минимизации динамической ошибки экстраполяции координаты, обусловленной возможным маневром объекта (ЛА) при заданном ограничении на случайную ошибку измерения σ_{x_n}. В нашем случае эта ошибка обусловлена ошибкой измерения местоположения КРТК $(\sigma_{x_n} = \sigma_{\text{мп}})$. При решении задачи получено оптимальное соотношение между коэффициентами фильтра: $\beta = \alpha^2/(2-\alpha)$. При этом с приемлемой точностью происходит фильтрация как координаты, так и скорости её изменения. Поэтому, при заданных значениях периода обновления данных (T_0) и величины ошибки σ_{x_n} для выбранной зоны, а также известных возможностях ЛА по совершению маневра, можно определить значение α из уравнения:

$$\frac{g_{\text{м}} T_0^2}{\sigma_{x_n}} = \left(\frac{L}{2\sigma_{x_n}} - c \cdot \sqrt{\frac{6\alpha - \alpha^2}{8 - 8\alpha + \alpha^2}} \right) \frac{\alpha^2}{2-\alpha}\ , \qquad (2)$$

где: $g_{\text{м}}$ – максимальное ускорение маневрирующего ЛА; с – коэффициент надежности (с≈2). Величина L – ширина стороны квадратного строба, в котором, в результате экстраполяции, должна достоверно оказаться измеряемая координата спустя время T_0 при любом возможном маневре с учетом ошибки измерения. Она может быть выбрана из условия: $L/2 = g_{\text{м}} T_0^2/\beta + c\sigma_{x_n}$.

Для рассматриваемого выше примера получены коэффициенты фильтрации α и β по пяти зонам КРТК (соответственно: «1» – 0,67 и 0,34; «2» – 0,45 и 0,13; «3» – 0,4 и 0,1; «4» – 0,28 и 0,05; «5» – 0,2 и 0,02), при условии, что темп выдачи информации 5 с, максимальное ускорение ЛА $g_{\text{м}} = 70\text{м}/c^2$, q=10.

Дисперсию ошибок фильтрации при использовании рассмотренного квазиадаптивного фильтра последовательного сглаживания $(\sigma_{\hat{x}_n}^2)$, по сравнению с дисперсией ошибок первичных измерений $(\sigma_{x_n}^2)$, можно оценить по формуле [2]:

$$\sigma^2_{\hat{x}_n} = \frac{2\alpha^2 - 3\alpha\beta + 2\beta}{\alpha(4 - 2\alpha - \beta)}\sigma^2_{\tilde{x}_n} \quad (2)$$

Анализ эффективности фильтрации показывает, что дисперсия отклонения оценочных значений на выходе фильтра в два и более раза меньше по сравнению с дисперсией ошибок измеряемых координат на входе. С уменьшением коэффициентов сглаживания дисперсия также снижается. Однако, применяемая выше методика оптимального выбора α и β, не позволяет их снижать при проведении относительно высокоточных измерений (при малых ошибках измерения), предотвращая таким образом ухудшение фильтрации при возможном интенсивном динамическом маневре ЛА. И наоборот, в случае больших ошибок измерения они становятся соизмеримыми с отклонениями координат интенсивно маневрирующей цели, поэтому, в соответствие с методикой, происходит сужение полосы фильтра и степень доверия к прогнозу возрастает.

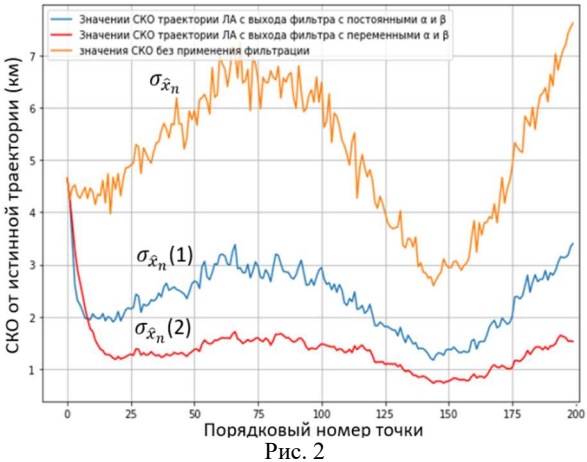


Рис. 2

В соответствии с изложенными подходами было проведено моделирование фильтра последовательного сглаживания (1), оценивающего траекторию полета ЛА через зоны КРТК при прямолинейном полете и при совершении виража в горизонтальной плоскости.

Моделирование подтвердило улучшение точности определения координат ЛА за счет применения сглаживающего алгоритма с постоянными коэффициентами примерно в два раза, по сравнению с точностью нефильтрованных первичных оценок (уменьшение $\sigma_{\hat{x}_n}(1)$ на рис. 2). Фильтр, учитывающий различие ошибок местоопределения в зоне контроля, позволяет получить выигрыш в два с половиной - три раза (уменьшение $\sigma_{\hat{x}_n}(2)$ на рис. 2).

[1] Смирнов Ю.А. Радиотехническая разведка. – М.: Воениздат, 1997. 360 с.
[2] Кузьмин С.З. Цифровая радиолокация. Введение в теорию. – Киев: Издательство КВіЦ, 2000, 428 с.
[3] Фарина А., Студер Ф. Цифровая обработка радиолокационной информации. Сопровождение целей: Пер. с англ. – М: Радио и связь, 1993. 320 с.

РЕАЛИЗАЦИЯ DNS-ЗАПРОСОВ БЕЗ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ШТАТНЫХ СРЕДСТВ ОС WINDOWS

А.Д. Конюхов, Д.В. Демьяненко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Обзор DNS

DNS – это централизованная служба, основанная на распределенной базе отображений «доменное имя – IP-адрес». Служба DNS использует в своей работе протокол типа «клиент-сервер». В нем определены DNS-серверы и DNS-клиенты. DNS-серверы поддерживают распределенную базу отображений, а DNS-клиенты обращаются к серверам с запросами о разрешении доменного имени в IP-адрес. Таким образом, если в базе DNS-сервера не содержится искомый IP-адрес, то осуществляется перенаправление запроса на другой DNS-сервер, и процесс повторяется до тех пор, пока IP-адрес не будет найден. Сообщения DNS обычно отправляются по протоколу UDP. Стандарт DNS описан в RFC 1035. В этой работе используется шестнадцатеричный формат для упрощения работы с бинарным кодом.

Все сообщения DNS имеют одинаковый формат (рис. 1). Секция Question содержит в себе вопрос для сервера имён. Answer – ресурсные записи с ответом на вопрос. Секция Authority содержит ресурсные записи с указанием на уполномоченный сервер. Additional – ресурсные записи с дополнительной информацией.

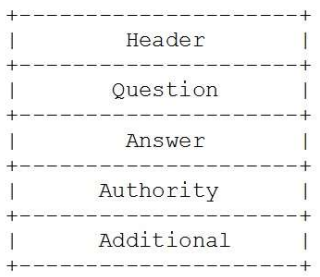


Рис. 1

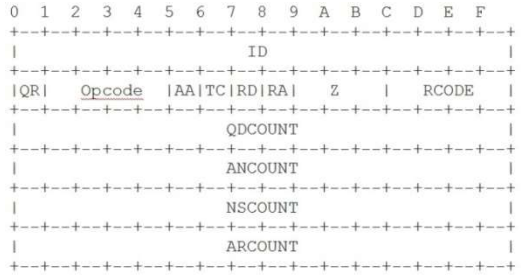


Рис. 2

Таблица (рис. 2) соответствует формату заголовка. Каждая ячейка представляет единственный бит.

В данной работе имеют значение следующие поля:

- ID: Произвольный 16-битный идентификатор запроса. Такой же ID используется в ответе на запрос, поэтому можно установить соответствие между ними. Возьмём AA AA.
- QR: Однобитный флаг для указания, является сообщение запросом (0) или ответом (1). Поскольку мы отправляем запрос, то установим 0.
- Opcode: Четырёхбитное поле, которое определяет тип запроса. Мы отправляем стандартный запрос, так что указываем 0. Другие варианты:
- 0: Стандартный запрос
- 1: Инверсный запрос

- 2: Запрос статуса сервера
- 3-15: Зарезервированы для будущего использования
- TC: Однобитный флаг, указывающий на обрезанное сообщение. Используем короткое сообщение, его не нужно обрезать, поэтому указываем 0.
- RD: Однобитный флаг, указывающий на желательную рекурсию. Если DNS-сервер, которому отправляется вопрос, не знает ответа на него, он может рекурсивно опросить другие DNS-серверы. Активируем рекурсию, поэтому укажем 1.
- QDCOUNT: 16-битное беззнаковое целое, определяющее число записей в секции вопроса. Отправляем 1 вопрос.

Совместив все поля, можно записать заголовок в шестнадцатеричном формате:

- AA AA - ID
- 01 00 – Параметры запроса
- 00 01 – Количество вопросов
- 00 00 – Количество ответов
- 00 00 – Количество записей об уполномоченных серверах
- 00 00 – Количество дополнительных записей

Таблица (рис. 3) соответствует формату вопроса.

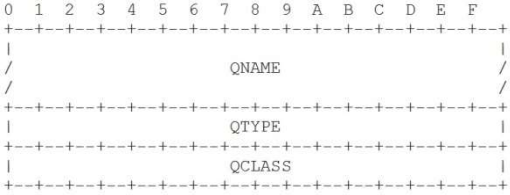


Рис. 3

- QNAME: Эта секция содержит URL, для которого необходимо найти IP-адрес. Она закодирована как серия надписей (labels). Каждая надпись соответствует секции URL. Так, в адресе `example.com` две секции: example и com. Для составления надписи нужно закодировать каждую секцию URL, получив ряд байтов. Надпись — это ряд байтов, перед которыми стоит байт беззнакового целого, обозначающий количество байт в секции. Для кодирования используемого URL можно указать ASCII-код каждого символа. Секция QNAME завершается нулевым байтом (00).
- QTYPE: Тип записи DNS, которую необходимо найти. Будем искать записи A, чьё значение 1.
- QCLASS: Класс, который мы ищем. Мы используем интернет, IN, у которого значение класса 1.

Теперь можно записать всю секцию вопроса:

- 07 65 – y 'example' длина 7, e
- 78 61 – x, a
- 6D 70 – m, p
- 6C 65 – l, e
- 03 63 – y 'com' длина 3, c
- 6F 6D – o, m
- 00 – нулевой байт для окончания поля QNAME
- 00 01 – QTYPE
- 00 01 – QCLASS

Отправка запроса

Мы отправляем наше DNS-сообщение в теле UDP-запроса. Следующий код Python (рис. 4) возьмёт наш шестнадцатеричный DNS-запрос, преобразует его в двоичный формат и отправит на сервер Google DNS по адресу 8.8.8.8:53.

```
import binascii
import socket
def send_udp_message(message, address, port):
    message = message.replace(" ", "").replace("\n", "")
    server_address = (address, port)
    sock = socket.socket(socket.AF_INET, socket.SOCK_DGRAM)
    try:
        sock.sendto(binascii.unhexlify(message), server_address)
        data, _ = sock.recvfrom(4096)
    finally:
        sock.close()
    return binascii.hexlify(data).decode("utf-8")
def format_hex(hex):
    octets = [hex[i:i+2] for i in range(0, len(hex), 2)]
    pairs = [" ".join(octets[i:i+2]) for i in range(0, len(octets), 2)]
    return "\n".join(pairs)
message = "AA AA 01 00 00 01 00 00 00 00 00 00 " \
"07 65 78 61 6d 70 6c 65 03 63 6f 6d 00 00 01 00 01"
response = send_udp_message(message, "8.8.8.8", 53)
print(format_hex(response))
```

Рис. 4

Чтение ответа

После выполнения скрипт выводит ответ от DNS-сервера. Разобьём его на части и проанализируем.

Сообщение начинается с заголовка, как и наше сообщение с запросом.

- AA AA –ID
- 81 80 – Другие флаги, разберём их ниже
- 00 01 – первый вопрос
- 00 01 – первый ответ
- 00 00 – Нет записей об уполномоченных серверах
- 00 00 – Нет дополнительных записей

Преобразуем `81 80` в двоичный формат.

- QR = 1: Это сообщение является ответом
- AA = 0: Этот сервер не является уполномоченным для доменного имени `example.com`
- RD = 1: Для этого запроса желательна рекурсия
- RA = 1: На этом DNS-сервере поддерживается рекурсия
- RCODE = 0: Ошибки не обнаружены

Секция вопроса идентична такой же секции в запросе.

- 07 65 – y 'example' длина 7, e
- 78 61 – x, a
- 6D 70 – m, p
- 6C 65 – l, e
- 03 63 – y 'com' длина 3, c
- 6F 6D – o, m
- 00 – нулевой байт для окончания поля QNAME

- 00 01 – QTYPE
- 00 01 – QCLASS

У секции ответа формат ресурсной записи (Рис. 5).

- C0 0C – NAME
- 00 01 – TYPE
- 00 01 – CLASS
- 00 00
- 18 4C – TTL
- 00 04 – RDLENGTH = 4 байта
- 5D B8
- D8 22 – RDDATA

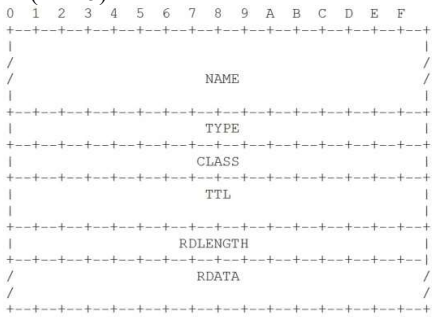


Рис. 5

NAME: Этой URL, чей IP-адрес содержится в данном ответе. Он указан в сжатом формате (Рис. 6).

Первые два бита установлены в значение 1, а следующие 14 содержат беззнаковое целое, которое соответствует смещению байт от начала сообщения до первого упоминания этого имени.



Рис. 6

В данном случае смещение составляет C0 0C (1100 0000 0000 1100 – в двоичном формате). То есть смещение байт составляет 12. Если отсчитать байты в сообщении, то можем найти, что оно указывает на значение 07 в начале имени example.com.

- TYPE и CLASS: Здесь используется та же схема имён, что и в секциях QTYPE и QCLASS выше, и такие же значения.
- TTL: 32-битное беззнаковое целое, которое определяет время жизни этого пакета с ответом, в секундах. До истечения этого интервала результат можно закешировать. После истечения его следует забраковать.
- RDLENGTH: Длина в байтах последующей секции RDDATA. В данном случае её длина 4.
- RDDATA: Те данные, которые необходимо было найти. Эти четыре байта содержат четыре сегмента искомого IP-адреса: 93.184.216.34.

[1] Руденков Н.А., Долинер Л.И. Основы сетевых технологий: Учебник для вузов. – Екатеринбург: Изд-во Уральского. Федерального ун-та, 2011. С. 274.
[2] Mockapetris P. // RFC 1035. Domain Names: Implementation and Specification. 1987.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧИСЛЕННОГО ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРА В МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПИСЕМ

С.В. Корелов[1)], А.М. Петров[1)], Л.Ю. Ротков[2)], А.А. Горбунов[2)]

[1)] Национальный координационный центр по компьютерным инцидентам
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В [1] авторами предложена генетическая модель электронных писем, позволяющая выделять текстовые отрезки электронных писем («гены»), являющиеся отражением их отличительных признаков:

$$\Psi_{el} = \langle gens, Gen_Code \rangle. \quad (1)$$

Ключевой особенностью данной модели является то, что она оперирует с преобразованными в числовой вектор и проквантованными по уровню и дискретизированными по времени данными, полученными из исходных текстов электронных писем.

Основываясь на описанных в [1-5] положениях, в качестве ключевых параметров модели электронных писем (1) целесообразно выделить:

q – количество уровней квантования функции преобразования электронных писем;

Δt – шаг дискретизации по времени функции преобразования электронных писем;

n – длина «генератора».

Очевидно, что их значения оказывают влияние на выделение текстовых отрезков электронных писем, являющихся отражением их отличительных признаков.

В настоящей статье авторами обсуждается вопрос выбора численного значения ключевого параметра n (длины «генератора») генетической модели электронных писем, предложенной ими в [1].

Краткий анализ предметной области

Все обучающиеся алгоритмы обнаружения спама требуют подходящего для них представления электронных писем. Широкое распространение получило представление электронных писем в виде набора слов («bag of words» – мешок слов; например, [6]), появляющихся в спамовых или легальных письмах, с их количественными характеристиками. Для учета контекста появления тех или иных слов, применяются n-граммы слов.

В [7] представлен подход к обнаружению спама на основе представления текстов писем в виде n-грамм символов. Предложенный подход позволяет учитывать информацию на различных уровнях: лексическом (целые слова), слов (части слов, их части речи, число и пр.), структурном (знаки препинания).

Проводя аналогию между этими подходами и моделью (1), не сложно заметить, что по своей сути «генератор» является n-граммой символов, позволяющей выделять текстовые отрезки в электронных письмах (слова и/или их части и n-граммы слов и/или их части), являющиеся отражением их отличительных признаков. Их выделение зависит от ключевых параметров модели, среди которых длина «генератора».

Экспериментальная часть

В результате правительственного расследования по факту банкротства компании Enron в начале 2000-х годов в открытом доступе стали доступны более 600 тысяч электронных писем ее сотрудников [8]. Ценность этого массива заключается в том, что все письма написаны людьми и представляют собой реальное человеческое общение на различные темы. На протяжении последних лет эти письма в том или ином объеме использовались исследователями в области обнаружения спама.

Для проведения эксперимента на предложенной генетической модели электронных писем (1) был использован первый из шести сформированных Metsis et al. [9] наборов англоязычных электронных писем [10] (Enron1). Легальные письма в нем представлены упорядоченными по имени файла электронными письмами одного из сотрудников компании Enron, почтовый ящик которого (farmer-d) содержал достаточно большое количество электронных писем. Спамовые письма были собраны Georgios Paliouras (одним из авторов [9]) и датированы между декабрем 2003 года и сентябрем 2005 года. Дубликаты среди них не удалялись, поскольку они являлись частью естественного потока всех электронных писем (легальных и спамовых) на почтовый ящик конкретного отдельно взятого пользователя. Также авторами [9] осуществлена предварительная обработка писем в следующем объеме:

- удалены сообщения, отправленные владельцем почтового ящика самому себе;
- удалены все html-теги и html-заголовки (сохранены только темы писем и их содержание);
- удалены спамовые сообщения, содержащие символы нелатинского набора;

Для целей настоящего эксперимента набор электронных писем Enron1 был модифицирован:

- из всех писем были удалены строки с их темами;
- из набора были удалены письма с нулевой длиной (т.е. изначально содержащие только тему).

Таким образом, для эксперимента сформирован модифицированный набор из 3618 легальных и 1401 спамовых англоязычных электронных писем, состоящих только из их содержаний, тексты которых содержат строчные и прописные буквы, цифры, знаки препинания и другие символы.

Для проведения эксперимента заданы следующие значения ключевых параметров модели электронных писем:

$q = 256$ – соответствует количеству символов кодировки Windows-1251;

$\Delta t = 1$ – шаг дискретизации равен одному символу;

$n = 1 \dots 20$.

Для каждой группы писем (легальные и спамовые) были рассчитаны наборы «генов». Также определен коэффициент принадлежности каждого письма к каждой из групп, за который принято количество «генов» соответствующей группы, содержащихся в письме.

При этом расчет коэффициента принадлежности письма к своей группе осуществлялся только с учетом стоящих выше по списку писем (моделирование ситуации поступления писем на почтовый ящик во времени). Таким образом, в эксперименте были смоделированы условия для расчета наименьшего значения коэффициен-

та принадлежности письма к той или иной группе (полная база «генов» писем чужой группы при учете «генов» только предыдущих по списку писем своей группы).

Решение о принадлежности письма к спаму или легальным принималось с использованием простейшего решающего правила: письмо принадлежит к спамовым или легальным по принципу большей суммы количества «генов» соответствующих групп.

В качестве меры оценки результатов эксперимента использована полнота обнаружения спамовых и легальных писем [7], выраженная в процентах. Под полнотой обнаружения R будем понимать соотношение числа всех верно классифицированных электронных писем к числу электронных писем, которые должны были быть отнесены к тому или иному классу:

$$R = \frac{N_{corr_a}}{N_{corr_a} + N_{incorr_r}}, \quad (2)$$

где N_{corr_a} – количество электронных писем, корректно отнесенных к заданной категории (истинно положительные результаты или *TP – true positive*);

N_{incorr_r} – количество электронных писем, некорректно признанных не принадлежащими заданной категории (ложноотрицательные результаты или *FN – false negative*).

Иначе, полнота характеризует потери процесса классификации электронных писем. Как следует из представленной формулы, чем выше значение полноты, тем меньше потери правильных классификаций. Таким образом, R определяет способность процесса классификации электронных писем обнаруживать заданный класс вообще.

Результаты эксперимента округлены до сотых долей процента по правилам простого математического округления и представлены в таблице.

Табл.

	n=1	n=2	n=3	n=4	n=5	n=6	n=7	n=8	n=9	n=10
Легальные	89,36	82,03	57,05	45,72	41,07	37,04	37,98	40,27	40,38	37,62
Спамовые	61,31	52,11	39,33	29,48	23,41	21,56	18,77	16,77	15,99	14,35
Группа в целом	81,53	73,68	52,10	41,18	36,14	32,72	32,62	33,71	33,57	31,12
	n=11	n=12	n=13	n=14	n=15	n=16	n=17	n=18	n=19	n=20
Легальные	34,60	33,86	33,20	32,40	27,22	20,92	20,56	19,10	18,41	17,39
Спамовые	13,06	12,06	11,42	9,71	9,14	8,49	8,21	8,07	7,99	7,64
Группа в целом	28,59	27,77	27,12	26,06	22,18	17,45	17,11	16,02	15,50	14,66

Результаты эксперимента показывают, что при значении $n = 1$ и $n = 2$ полнота обнаружения составляет более 80% для легальных писем и более 50% для спамовых. При этом в целом за группу полнота правильного обнаружения писем составляет более 80% и более 70% для соответствующих n. При значениях $n \geq 3$ результат обнаружения ухудшается в среднем более, чем на 10%, а при $n \geq 5$ – более, чем на 30%.

Заключение

Результаты эксперимента свидетельствуют о корректности и применимости разработанной [1] авторами модели электронных писем (1) для обнаружения спама. На основе предложенных подходов авторами установлено, что применение модели электронных писем (1) дает наилучшие результаты обнаружения при численном значении ключевого параметра $n = 1$ и $n = 2$. При значениях $n \geq 3$ результат обнаружения ухудшается в среднем более, чем на 10%, а при $n \geq 5$ – более, чем на 30%. При этом необходимо отметить, что обнаружение легальных писем ухудшается в среднем быстрее, чем спамовых, что подтверждает сделанный в [1] вывод об относительной статичности содержания спамовых писем (массовость рассылки подразумевает схожесть содержания электронных писем и их содержимого).

[1] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Модель электронных писем в задаче обнаружения спама // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Серия «Радиотехнические и инфокоммуникационные системы». Поступила в редакцию 26.05.2020.

[2] Корелов С.В., Ротков Л.Ю. Метод генетических карт в задаче идентификации спама // Информационно-измерительные и управляющие системы. 2011. Т. 9, № 3. С. 72.

[3] Корелов С.В., Ротков Л.Ю. Идентификация текстового спама методом генетических карт // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2012. № 4 (1). С. 101.

[4] Кирьянов К.Г. Генетический код и тексты: динамические и информационные модели сложных систем. /Ред. Л.Ю. Ротков, А.В. Якимов. – Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2002. 100 с.

[5] Кирьянов К.Г. Выбор оптимальных базовых параметров источников экспериментальных данных при их идентификации // В кн.: Тр. III Междунар. конф. «Идентификация систем и задачи управления SICPRO'04». – М.: ИПУ РАН, 2004. С. 187.

[6] Sebastiani F. Machine Learning in Automated Text Categorization // ACM Computing Surveys. 2002. Vol. 34. No. 1. March 2002, P. 1. http://nmis.isti.cnr.it/sebastiani/Publications/ACMCS02.pdf

[7] Kanaris I, Kanaris K, and Stamatatos E. Spam Detection Using Character N-Grams // Conference Paper in Lecture Notes in Computer Science. May 2006. https://www.researchgate.net/publication/221238942_Spam_Detection_Using_Character_N-Grams

[8] Enron Corpus. Материал из Википедии – свободной энциклопедии https://en.wikipedia.org/wiki/Enron_Corpus

[9] Metsis V., Androutsopoulos I. and Paliouras G. Spam Filtering with Naive Bayes - Which Naive Bayes? // Proceedings of the 3rd Conference on Email and Anti-Spam (CEAS 2006), Mountain View, CA, USA. 2006. https://pdfs.semanticscholar.org/8bd0/934b366b539ec95e683ae39f8abb29ccc757.pdf

[10] Enron-Spam datasets. http://www2.aueb.gr/users/ion/data/enron-spam/

ПРИМЕНЕНИЕ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СЕТЕВЫХ АТАК

В.Д. Мышленник, С.П. Никитенкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Обнаружение сетевых атак является в данный момент одной из наиболее острых проблем безопасного применения корпоративных сетей. Часть атак выявляется сигнатурным методом. Точность работы всех методов, построенных на базе сигнатурного анализа, зависит от того насколько качественно написаны сигнатуры. Недостатками сигнатурного метода также являются:

- невозможность обнаружения новых несанкционированных воздействий без обновления сигнатурных баз;
- разрастание сигнатурных баз, приводящее к чрезмерным затратам памяти и ресурсов при их использовании;
- обновления сигнатурных баз могут сильно запаздывать во времени;
- неспособность к определению несанкционированных воздействий, распределенных во времени;
- неустойчивость к модификациям уже известных несанкционированных воздействий;
- неспособность выявлять аномалии (в том числе brute-force атаки);
- невозможность составить сигнатуру под каждую атаку.

Применение технологий машинного обучения в обнаружении компьютерных атак получило широкое распространение в последние годы и сместило интерес от систем, созданных на сигнатурах, к решениям на основе машинного обучения (Machine Learning). Важной отличительной чертой данной технологии является способность обнаружения аномалий, которые невозможно описать определенными правилами. В этом и состоит ее главное преимущество по сравнению с классическими системами информационной безопасности, работающими на основе свода правил, задаваемых человеком. Любой сигнатурный анализ значительно уступает машинному обучению по точности выявления атак, а также генерирует большее по сравнению с машинным обучением количество ложных срабатываний.

Одним из наиболее популярных методов машинного обучения является глубокое обучение, использующее многослойные нейронные сети.

В данной работе использована нейронная сеть с архитектурой многослойный персептрон. Выбор данной архитектуры обусловлен балансом между простотой реализации, эффективностью и вычислительной нагрузкой на процессор, которую создает нейронная сеть в режиме детектирования угроз.

Первый уровень сети – входной, на который подаются данные для обработки; далее скрытый (промежуточный слой), где происходит обработка и выделение признаков для дальнейшего детектирования угроз; заключительный слой – выходной, выдает результат работы нейронной сети.

Для обучения нейронной сети был выбран алгоритм обратного распространения ошибки. В этом алгоритме сеть получает на вход обучающие данные и желаемый результат, а затем, двигаясь от последнего слоя к первому, меняет весовые коэффици-

енты с целью снизить ошибку, и таким образом учится выдавать правильный результат. В качестве функции активации нейронов была использована сигмоида [1].

Обучение нейронной сети требует наличия обучающих данных – трафика, для которого заранее известно вредоносный он или нет. В качестве датасета для обучения и тестирования нейронной сети была выбрана общедоступная база KDD99, содержащая почти 5 миллионов записей и включающая в себя 22 типа атак [2].

Каждая запись в наборе представляет собой образ сетевого соединения. Классификация ведется на основании 41 признака: длительность соединения, используемый протокол транспортного уровня, целевая служба, количество переданных байт и другие параметры соединения. Каждая запись промаркирована на соответствие событию безопасности, детектированном в текущем соединении.

Все атаки, представленные в датасете, были разделены на основные категории:

- Denial of Service Attack (DoS) — отказ в обслуживании, характеризуется генерацией большого объема трафика, что приводит к перегрузке и блокированию системы;
- User to Root Attack (U2R) – злоумышленник, пытается получить права «суперпользователя»;
- Remote to Local Attack (R2L) – злоумышленник пытается получить доступ с удаленного компьютера
- Probe – это сканирование портов с целью получения информации о системе.

Стоит отметить, что данная выборка является неравномерной, так как лишь 6 из 22 классов атак обладают достаточным количеством эталонов. Это негативно отражается на качестве обучения и приводит к различной точности определения классов атак в дальнейшем.

В рамках данной работы имеющийся набор данных был разбит на обучающую и тестовую выборки. В качестве обучающей использована выборка из 10% от исходного набора. Далее данные из полной контрольной выборки подавались на уже обученную систему.

На основании результатов, полученных на этом этапе, была получена статистика эффективности работы построенной системы.

Для определения оптимальной структуры нейронной сети был проведен ряд экспериментов, который показал, что для оптимальной работы следует выбрать конфигурацию сети с 42 нейронами в скрытом слое.

В качестве коэффициента обучения нейронной сети было выбрано значение равное 0.1, т.к. при больших значениях коэффициента точность детектирования снижалась. Это связано с тем, что повышение коэффициента обучения нарушает монотонность процесса минимизации ошибок методом градиентного спуска и сопровождается перескоками через минимум. При меньших коэффициентах снижалась скорость градиентного спуска, что также влияло на эффективность работы сети.

Точность в данной работе определялась как доля правильно детектированных угроз в тестовом наборе. Для определения точности работы нейронной сети при тестировании в автоматическом режиме заполнялся журнал оценок работы сети, обновляемый после каждой записи. Фиксировались правильные и неправильные ответы системы на записи из тестового набора данных. Таким образом можно было оценить качество работы нейронной сети. Ниже на рисунке представлена диаграмма, иллю-

стрирующая значения достигнутой точности детектирования разного рода сетевых атак после обучения нейронной сети.

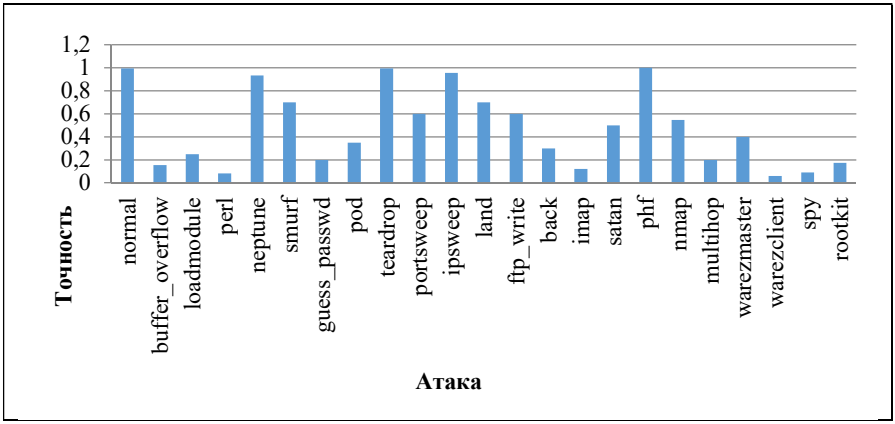


Рис.

Также была исследована полнота обнаружения, т.е. потенциальное число обнаруживаемых атак (отношение числа обнаруженных атак к числу проведенных атак). Нейронная сеть опробована на тестовых примерах компьютерных атак. Полнота обнаружения компьютерной атаки для всех классов атак близка к 1 при низком уровне ложных срабатываний. Относительно высокая точность определения типа атак была достигнута на атаках класса: normal, ipsweep, neptune, smurf, satan, portsweep. teardrop, phf.

Проведенное исследование выявило недостатки в архитектуре нейронной сети. В дальнейшем сеть будет модернизирована путем добавления внутренних слоев. Однако нейронная сеть даже с одним внутренним слоем при достаточном количестве обучающих примеров оказалась способной демонстрировать хорошую точность детектирования сетевых атак.

В заключении хотелось бы отметить, что число и спектр угроз информационной безопасности продолжает расти так быстро, что активное использование искусственного интеллекта становится необходимостью. Решения, основанные на технологиях машинного обучения, позволят увеличить оперативность выявления инцидентов в сфере кибербезопасности и эффективность реагирования на них.

[1] Гудфеллоу Я., Бенджио И., Курвилль А. Глубокое обучение. – ДМК Пресс, 2017. 654 с.
[2] База данных университета MIT, http://kdd.ics.uci.edu/databases/kddcup99/kddcup99. html

ОБЗОР СТАТИСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ КЛАССИФИКАЦИИ СЕТЕВОГО ТРАФИКА

Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Статистические методы анализа сетевого трафика в телекоммуникационных сетях связи основаны на исследовании потоков данных с целью поиска определенных признаков, присущих конкретному приложению с дальнейшей классификацией таких потоков. Признаками, характеризующими поток, могут быть: количество пакетов в потоке, их средний размер, размер полезной нагрузки, среднее отклонение между последовательностью пакетов, продолжительность и периодичность потока, статистические сигнатуры, присущие определенному приложению, и многое другое. Сформированные модели потоков, основанные на накопленных статистических данных, могут в дальнейшем использоваться для классификации сетевого трафика [1].

На сегодняшний день существует немалое количество математических методов и алгоритмов машинного обучения, применяемых для идентификации приложений в телекоммуникационных сетях. В табл. представлены сводные данные по исследованиям некоторых алгоритмов машинного обучения.

Табл.

Литра	**Год**	**Кол-во признаков**	**Название алгоритма**	**Исследуемый протокол, приложение**	**Набор данных для исследования**
[2]	2010	22	AdaBoost, C4.5, SVM, Байес	SSH, Skype, Gtalk	Трафик университета
[3]	2011	49	Байес	IPSec, SSH, PPTP	Искусственный
[4]	2011	38	K-средних, Multi-Objective Genetic algorithm (MOGA)	SSH, Skype	Трафик университета
[5]	2012	24	C5.0	Skype, FTP, Web, Torrent, Web-radio, Game, SSH	Сгенерированы с помощью добровольцев
[6]	2013	17	Улучшенная машина опорных векторов Improved SVM)	Веб, imap, pop3, Kazaa, bittorent	Искусственный
[7]	2014	160	K-Nearest eighbor, parzen, Gaussian	Botnet, Utorrent, Skype	Искусственный
[8]	2014	29	C4.5,	IPSec, Веб, нтер-	Искусственный

			SVM	активный, пиринговый	
[9]	2015	15	K-Nearest Neighbor	Вредоносное ПО (16 типов)	Логи данных университета + пакеты вредоносного ПО
[10]	2016	15	K-средних, дерево решений C5.0	Youtube, Netflix, Dropbox, Gtalk,	Искусственный + трафик университета
[11]	2017	10	ANN, SVM, CFS-ANN, CFS-SVM.	Tor и nonTor трафика	Сгенерированы в лаборатории

Алгоритмы машинного обучения достаточно широко описаны в вышеупомянутых работах, при этом им приписывают ряд существенных недостатков:

- работы [2, 5, 11] посвящены узким проблемам, общих решений нет;
- в работах [3, 4, 7, 8] в обучении используется более 20 признаков, что ограничивает использование алгоритма в реальном времени;
- большинство работ основано на использовании накопленных данных, а не в реальном времени.

Как правило, в работах по исследованиям предлагается использовать непосредственно наблюдаемые статистические свойства пакетов: интенсивность пакетов, среднее значение и дисперсию размеров пакетов и др. Так же рассматриваются параметры пакетов, статистические характеристики которых не изменяются после шифрования. К ним относятся размеры пакетов, интервалы времени между пакетами и направление передачи пакетов.

Одним из наиболее эффективных методов машинного обучения для классификации сетевого трафика представляется метод решающих деревьев [12, 13]. Рассмотрим кратко алгоритм «Random Forest». Этот алгоритм представляет собой ансамблевый метод обучения для классификации и регрессии, который действует путем построения множества решающих деревьев [14]. Алгоритм Random Forest опирается на технику бэггинга – использования композиции независимо обучаемых алгоритмов. В результате, строится множество решающих деревьев, каждое из отдельного случайного подмножества исходной выборки данных, причем размер под-выборок совпадает с размером исходной выборки и имеет повторения. Для «K»-го дерева генерируется случайный вектор «θ», который не зависит от сгенерированных ранее векторов, но имеет такое же распределение. Дерево «выращивается» с применением тренировочной выборки и вектора «θ», в результате чего образуется классификатор «H(x, θ)», где «x» – входной вектор. Деревья строятся с помощью стандартного алгоритма бинарного решающего дерева [15]. После построения всех деревьев лес организуется как самый простой ансамблевый классификатор. Каждое дерево голосует за ожидаемый класс и экземпляр определяется в класс, набравший наибольшее количество голосов по всем деревьям в лесу. Random Forest имеет ряд преимуществ: низкое число управляющих параметров и параметров модели; устойчивость к переобучению; не требуется отбор признаков, потому что он может использовать большое количество потенциальных атрибутов. Одним из важных преимуществ Random Forest является то, что дисперсия модели уменьшается с увеличением количества деревьев в лесу, в то время как смещение остается тем же самым.

Алгоритм Random Forest также имеет некоторые недостатки, такие как низкая интерпретируемость, потери производительности из-за коррелированности переменных, и зависимость от генератора случайных чисел [16].

Random Forest применен для классификации сетевого трафика в работе [17]. В текущей статье подобным образом оценена эффективность алгоритма классификации собственных сетевых дампов, записанных на живой фиксированной сети с помощью сниффера «WireShark», установленного на персональный компьютер с выходом в сеть «Интернет» через прокси-сервер. На ПК осуществлялся веб-серфинг, скачивались и раздавались торрент-файлы, просматривался «YouTube», использовались популярные мессенджеры. Для демонстрации универсальности метода, в качестве обученной модели был использован датасет автора [18], представленный в свободном доступе на репозитории «GitHub», в котором были заложены метрики признаков классификации основных популярных протоколов. Ниже представлены полученные значения точности для каждого класса и таблицы реальных и предсказанных классов исходных потоков реального трафика:

	BitTorrent	Google	HTTP	Quic	SSL	STUN
BitTorrent	80	0	0	0	0	0
Google	0	13	0	1	0	0
HTTP	0	0	2	0	2	0
Quic	0	5	0	15	0	0
SSL	0	0	0	0	234	0
STUN	2	0	0	0	0	0

user@user-VirtualBox:~/traf$

Рис. 1

Как видно, алгоритм достаточно точно классифицирует p2p трафик «Bittorrent», выявляет потоки с проприетарным протоколом «Quic» от Google. При этом для получения точной классификации каждого потока оказалось достаточным сканирование первых трех сегментов потоков, не считая TCP-handshake.

	precision	recall	f1-score	support
BitTorrent	1.00	1.00	1.00	80
Google	0.44	0.86	0.59	14
HTTP	1.00	1.00	1.00	4
Quic	0.50	0.17	0.25	18
SSL	1.00	1.00	1.00	224
STUN	1.00	0.50	0.67	2
micro avg	0.94	0.94	0.94	342
macro avg	0.82	0.75	0.75	342
weighted avg	0.95	0.94	0.94	342

Рис. 2

Выше представлена таблица точности и полноты предсказаний по каждому классу. Точность для класса K – это доля предсказаний вида «объект X принадлежит классу K», которые оказались верными. Полнота для класса K – количество объектов X, которые распознаны классификатором как принадлежащие классу K, делённое на общее количество принадлежащих классу K объектов. F-мера – среднее гармоническое полноты и точности.

[1] Флах П. Машинное обучение. Наука и искусство построения алгоритмов, которые извлекают знания из данных. пер. с англ. – М.: ДМК Пресс, 2015. 399 с.

[2] Kumano Y. Towards real-time processing for application identification of encrypted traffic // Kumano Y. [и др.] International Conference on Computing, Networking and Communications (ICNC). 2014. P. 136–140.

[3] Okada Y., Ata S., Nakamura N., Nakahira Y. Application Identification from Encrypted Traffic Based on Characteristic Changes by Encryption // IEEE International Workshop Technical Committee on Communications Quality and Reliability (CQR). 2011. P. 1–6.
[4] Rahbarinia B. Perdisci R., Lanzi A., Li K. PeerRush: Mining for Unwanted P2P Traffic // Journal of Information Security and Applications. 2014. No. 29(3). P. 194–208.
[5] Alshammari R., Zincir-Heywood A.N. An Investigation on the Identification of VoIP traffic: Case study on Gtalk and Skype // International Conference on Network and Service Management (CNSM). 2010. P. 310– 313.
[6] Ding L., Yu F., Peng S., Xu C. Classification Algorithm for Network Traffic based on Improved Support Vector Machine // Journal of Computers. 2013. No. 8. P. 1090-1096.
[7] Bacquet C., Zincir-Heywood A.N., Heywood M.I. Genetic Optimization and Hierarchical Clustering Applied to Encrypted Traffic Identification // IEEE ymposium on Computational Intelligence in Cyber Security (CICS). 2011. P. 194–201.
[8] Bujlow T., Riaz M. T., Pedersen J. M. A method for classification of network traffic based on C5.0 Machine Learning Algorithm // International Conference on Computing, Networking and Communications ICNC'12. 2012. P. 237-241.
[9] Hodo E. Machine Learning Approach for Detection of nonTor Traffic // Hodo E. [и др.]. Proceedings of the 12th International Conference on Availability, Reliability and Security ARES '17. 2017. P. 6.
[10] Bakhshi T., Ghita B. On internet traffic classification: A two-phased machine learning approach // Journal of Computer Networks and Communications. 2016. No. 8. P. 21.
[11] Celik Z. B. Malware traffic detection using tamper resistant features / Celik Z. B. [и др.] // In Proc. IEEE Military Communications Conference. 2015. P. 330-335.
[12] Костин Д.В., Шелухин О.И. Сравнительный анализ алгоритмов машинного обучения для проведения классификации сетевого зашифрованного трафика // T-comm: Телекоммуникации и транспорт. 2016. No. 9 (10) С. 46-52.
[13] Sheluhin O.I., Simonyan A.G., Vanyushina A.V. (2017). Benchmark data formation and software analysis for classification of traffic applications using machine learning methods. T-Comm. Vol. 11, no. 1. P. 67.
[14] Глухова А.И. Сущность метода принятия управленческих решений «дерево решений» // Master's Journal. 2014. No 2. С. 316.
[15] Witten I. H. (Ian H.) Data mining: practical machine learning tools and techniques / Ian H. Witten, Eibe Frank. – 2nd ed. p. cm. – (Morgan Kaufmann series in data management systems), San Francisco 2005. P. 525. ISBN: 0-12-088407-0.
[16] Фильтрация нежелательных приложений интернет-трафика с использованием алгоритма классификации Random Forest Шелухин О.И., Ванюшина А.В., Габисова М.Е. Вопросы кибербезопасности 2018. No. 2(26). С. 44.
[17] https://habr.com/ru/post/304926/
[18] https://github.com/vnetserg/traffic-v2

ПОДХОД К СИСТЕМЕ АУТЕНТИФИКАЦИИ В РАСПРЕДЕЛЁННЫХ СЕТЯХ.

А.А. Рябов, М.А. Тетеркин

ННГУ им Н.И.Лобачевского

Для любой системы, приложения или сервиса очень важна не только целостность, доступность и конфиденциальность передаваемой или обрабатываемой информации, но и достоверность источника. Данный вопрос особо остро стоит перед сетевыми распределёнными приложениями, передающими данные через общедоступную среду Internet. Существуют множество протоколов, устанавливающих защищённое соединение между узлами, в которых присутствуют средства аутентификации сторон обмена, но для установления этого канала надо договориться о его характеристиках по открытому каналу. Для обеспечения защиты первичного соединения используются различные механизмы аутентификации. Что же такое идентификация и аутентификация?

Идентификация позволяет субъекту (пользователю, процессу, действующему от имени определенного пользователя, или иному аппаратно-программному компоненту) назвать себя (сообщить свое имя). Посредством *аутентификации* вторая сторона убеждается, что субъект действительно тот, за кого он себя выдает. В качестве синонима слова "*аутентификация*" иногда используют словосочетание "проверка подлинности".

Субъект может подтвердить свою подлинность, предъявив по крайней мере одну из следующих сущностей [1]:

- нечто, что он знает (пароль, личный *идентификационный* номер, криптографический ключ и т.п.);
- нечто, чем он владеет (личную карточку или иное устройство аналогичного назначения);
- нечто, что есть часть его самого (голос, отпечатки пальцев и т.п., то есть свои биометрические характеристики).

Для организации защиты первичного соединения были рассмотрены следующие механизмы: аутентификация по паролю, аутентификация по сертификатам, аутентификация по ключам доступа, аутентификация по токенам.

Из всех рассмотренных алгоритмов аутентификации систему сертификатов можно считать наиболее надёжными для частного использования, но они достаточно сложны в реализации. Аутентификация с помощью ключей доступа более простая в реализации, но менее надёжна, так как её криптостойкость по большей части обеспечивается ключевым генератором. Система токенов очень надёжная, но слишком сложная в частной прикладной реализации.

Для сетевых приложений с широким кругом задач хотелось бы иметь надёжный и простой протокол аутентификации. Поэтому возникла идея создать систему аутентификации, содержащую плюсы сертификатов и удобство парольной защиты, а обработку и формирование ключевых файлов переложить в функционал реализующей программы.

Идею нового протокола отражает следующая блок схема (рис. 1). В этой схеме Alice является инициатором процесса, а Bob ответчиком. Сначала реализация определяет вид запроса, а потом начинает аутентификацию либо регистрацию на стороне

ответчика. На блок-схеме подписаны смены субъектов. Ответом на запрос является высланный временный ключ. На основании этого ключа формируется специальные пакеты с данными для регистрации или аутентификации. Данные о зарегистрированных участниках обмена сохраняются на узле ответчике. Процедура регистрации узла Bob аналогична регистрации узла Alice.

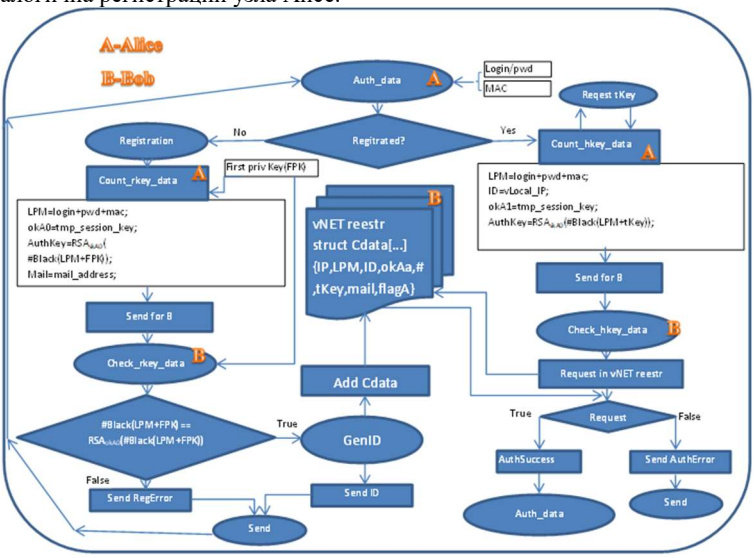


Рис. 1

Процесс запроса ключа сессии представлен на следующей блок-схеме (рис. 2). Функция генерации ключа определяется отдельно и в данном контексте не требует строгого описания.

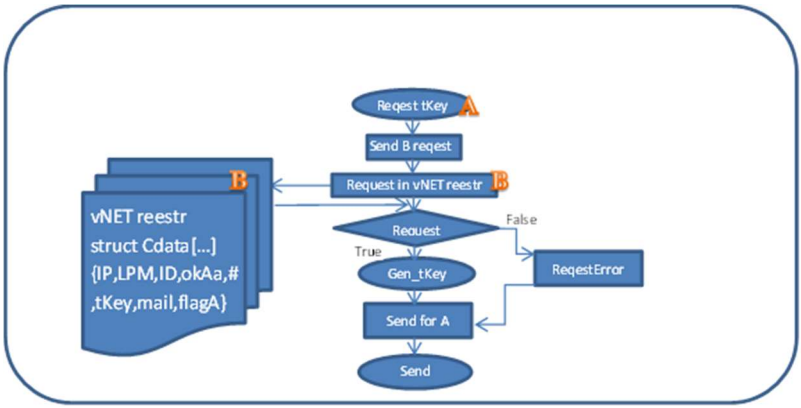


Рис. 2

Данный протокол совмещает в себе аутентификацию по электронной подписи и парольную аутентификацию. Важным моментом является то, что пакет аутентификации передаётся в зашифрованном виде на открытом ключе ответчика, используется механизм Diffie—Hellman (DH) или Rivest—Shamir—Adleman (RSA) (наиболее распространенный) [2]. Также ассиметричные алгоритмы используются для передачи рабочих ключей туннелирования. По сути предложенный алгоритм аутентификации очень похож на механизм токенов, но с модификацией ЭП. Следовательно, ему присущи, как плюсы, так и минусы обеих этих систем.

Данный протокол требует создания специального реестра, который хранит много информации, для каждого пользователя, что является существенным ограничением на количество соединений, а, следовательно, и масштаб сети. Однако есть решение данной парадигмы. Если разрешить не всем участникам сети связываться друг с другом, как предполагалось ранее, а использовать лишь несколько узлов оной сети с полносвязной топологией для связи с другой такой же сетью, то проблема будет решена.

Важной процедурой в данной системе является регистрация. Именно она определяет дальнейшую политику безопасности узла. Для регистрации в сети требуется первичный ключ регистрации, который передаётся по доверенному каналу, то есть «из рук в руки» или же устанавливается флаг отсутствия данного ключа. Решение о регистрации принимает оператор узла ответчика. После регистрации ответчик высылает инициатору результат процедуры регистрации, а именно ID созданной учётной записи в случае успеха и сообщение об ошибке в случае отказа. Для регистрации узел инициатор должен предоставить следующие данные:

1) логин;
2) пароль;
3) MAC адрес;
4) открытый ключ;
5) хэш, вычисленный по алгоритму Blake256 от этих данных и ключа сессии и подписанный с использованием секретного ключа отправителя;
6) адрес электронной почты (может быть включён вместо логина).

После успешного прохождения процедуры регистрации происходит аутентификация по схеме с зарегистрированным пользователем. Использование MAC адреса было добавлено исходя из следующих рекомендаций для надёжной аутентификации [3]: «Предполагается, что каждый источник имеет уникальное имя («Идентификатор отправителя») и имеется базовый секрет, связанный с источником».

Предпринятые меры позволят обеспечить высокую надёжность аутентификации и сохраняют простой интерфейс для удобства пользователя.

[1] http://citforum.ru/security/articles/galatenko/
[2] https://ru.wikipedia.org/wiki/Аутентификация
[3] Ричард Э. Смит. Аутентификация: от паролей до открытых ключей = Authentication: FromPasswordstoPublicKeysFirstEdition. — М.: Вильямс, 2002.

УСКОРЕНИЕ ВЫЧИСЛЕНИЙ В КРИПТОГРАФИЧЕСКОМ ПРОТОКОЛЕ ИНТЕРНЕТ-СОЕДИНЕНИЯ ДЛЯ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ МИКРОАРХИТЕКТУРЫ ЦП

А.А. Горбунов, Е.В. Тюленева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Необычайно быстрое развитие информационных технологий и широкое использование Интернет-сети способствовали росту и развитию электронной коммерции. Изначально сеть Интернет является открытой и по своей сути незащищённой сетью, вследствие чего в ней возникает проблема безопасной передачи конфиденциальной информации. Решение данной проблемы заключается в применении криптографических средств и безопасных протоколов аутентификации, гарантирующих конфиденциальность, аутентичность и целостность сообщений [1].

Протокол аутентификации должен создавать защищённый канал между двумя сторонами поверх незащищённой сети. В противном случае злоумышленник сможет прослушивать или изменять информацию, передающуюся по каналам, а также проводить атаки на маршрутизатор. Для значительной части данных обмен в сети Интернет происходит по протоколу HTTP. Он устанавливает правила обмена информацией и служит транспортом для передачи данных. При всём удобстве и популярности у этого протокола есть один недостаток: данные передаются в открытом виде и никак не защищены, поэтому для установки безопасного соединения используется протокол HTTPS с поддержкой шифрования.

Защиту данных в HTTPS обеспечивает криптографический протокол SSL/TLS, который шифрует передаваемую информацию. По сути этот протокол является обёрткой для HTTP. Модель угроз TLS предполагает, что атакующий может как угодно вмешиваться в канал связи, в том числе активно подменять пакеты и даже прерывать связь. Ключевыми же задачами TLS являются: обеспечение конфиденциальности, обеспечение обнаружение подмены, обеспечение аутентификации узлов [2].

Однако, пользователям важно не только быть уверенными в безопасности передаваемых данных, но и выполнять обмен данными между своим приложением и сервером максимально быстро. В условиях современного динамического общества это является очень важной задачей. Для того, чтобы понять, какие способы ускорения действительно эффективны, кратко рассмотрим особенности протокола TLS.

TLS работает с *записями* (*records*), находящимися на нижнем транспортном уровне протокола. *Сообщения* TLS, относящиеся к верхним уровням, могут быть разбиты на несколько записей. Каждая передаваемая TLS запись представляет собой блок, состоящий из короткого заголовка и самих данных (рис. 1).

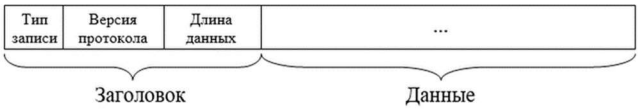


Рис. 1

TLS является гибридной криптографической системой. Это означает, что она использует несколько криптографических подходов: асимметричное шифрование для

генерации общего секретного ключа и аутентификации и симметричное шифрование, использующее секретный ключ для дальнейшего шифрования запросов и ответов. Это необходимо для увеличения быстродействия, так как криптография с открытым ключом требует значительно больше вычислительной мощности.

Используемые криптосистемы в TLS объединяются в типовые шифронаборы, которые зафиксированы в спецификациях RFC. В шифронаборе зафиксированы [3]:

1. криптосистема, используемая для аутентификации (аутентифицируются сервер и сеансовый секрет, например, закрытый ключ шифрования);
2. шифр, который служит для защиты передаваемых данных в симметричном режиме;
3. хеш-функция, являющаяся основой для HMAC.

Криптографические алгоритмы, которые лежат в основе TLS соединений, являются критическими вычислительными нагрузками на поддерживающие серверы. Проведенные в рамках настоящей работы эксперименты показали, что в среднем 45% времени установления HTTPS-соединения тратится именно на этап рукопожатия. Так как основой установки HTTPS-соединения является RSA-алгоритм, характеризующийся затратой больших вычислительных ресурсов при его реализации, то эффективным способом ускорения обмена данными является ускорение самого алгоритма RSA.

Современные программные реализации алгоритма RSA построены на использовании скалярных процессорных инструкций (ADD/ADC/MUL), а сам RSA базируется на арифметике с большими (многоразрядными) числами: модульное умножение и возведение в квадрат. Отдельные части многоразрядного числа зависят друг от друга из-за распространения переноса во время арифметических операций. Поэтому единичный запрос на RSA-шифрование в общем случае не может быть эффективно распараллелен.

Другой способ получения высокопроизводительной реализации алгоритма заключается в совместной обработке независимых (и желательно схожих по контекстам) запросов на шифрование, используя SIMD-инструкции ("Single Instruction Multiple Data"), доступные на современных ЦПУ. Таким образом, так как мы можем обрабатывать каждый запрос независимо от другого, то возможна обработка нескольких запросов в одно и то же время. Данный подход носит название "Multi-buffer processing" [4].

SIMD – это такая архитектура ЦП, в которой одиночный поток команд одновременно обрабатывает множественный поток данных. В ранних SIMD-архитектурах использовались MMX-инструкции, которые выполняли операции с 64-битными SIMD-регистрами. За тем последовали SSE и AVX2-архитектуры, которые расширили размер регистров до 128 и 256 бит, соответственно. Самое современное расширение системы команд x86 для микропроцессоров Intel и AMD – это AVX-512. Оно вводит 32 векторных регистра (ZMM), каждый по 512 бит, 8 регистров масок, операции сборки и рассылки элементов векторного регистра в/из нескольких адресов памяти, быстрые математические операции и т.д. Благодаря использованию именно этих новшеств возможно значительное ускорение RSA вычислений.

В рамках данной работы была реализована многобуферная обработка RSA запросов на языке программирования C. Для ускорения вычислений использовался подход multi-buffer processing: при каждом вызове функции производится одновременная

обработка 8 различных потоков данных. Реализация является достаточно универсальной, т.к. не ограничивает битность ключа RSA, однако накладывает условие на одновременно обрабатываемые запросы. Для всех параллельно обрабатываемых потоков данных модули N должны быть одинаковыми по размеру, а публичные экспоненты E – одинаковыми по значению.

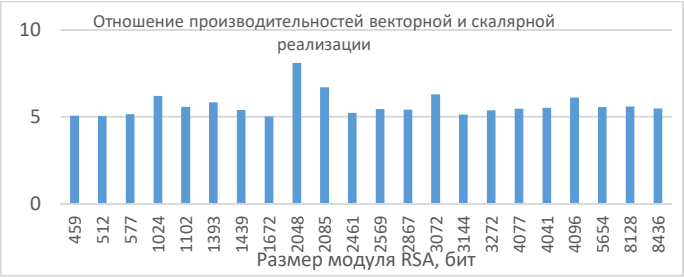


Рис. 2

На графике ниже представлены результаты измерений отношения производительности векторной и скалярной реализации алгоритма RSA для процессора Intel® Xeon® Silver 4116 processor 24x2.095 GHz (рис. 2). Производительность измерялась при осуществлении криптографических преобразований согласно алгоритма RSA над одним и тем же массивом данных: последовательно при помощи скалярной реализации и параллельно при помощи векторной реализации. Из полученных результатов измерений видно, что прирост производительности в случае векторной реализации, полученный для современных поколений процессоров, достигает 8 раз.

В заключение хотелось бы отметить, что данный метод ускорения вычислений RSA является масштабируемым на будущие расширения архитектур ЦП. Благодаря использованию данной реализации на серверах сети может происходить снижение критической нагрузки, связанной с криптографическими вычислениями. При этом на установление HTTPS-соединения тратится значительно меньше времени, что позволяет конечным пользователям значительно быстрее получать данные в сети Интернет.

[1] Фороузан Б.А. Криптография и безопасность сетей. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010. 784 с.
[2] Ristic Ivan. Bulletproof SSL and TLS: Understanding and Deploying SSL/TLS and PKI to Secure Servers and Web Applications. – London: Feisty Duck, 2014. 568 p.
[3] Grigorik Ilya. High Performance Browser Networking. – O'Reilly Media, 2020. 408 p.
[4] Gueron Shay, Krasnov Vlad. Software Implementation of Modular Exponentiation, Using Advanced Vector Instructions Architectures – F. Özbudak and F. Rodríguez-Henríquez (Eds.): WAIFI 2012, LNCS 7369, 2012. P. 119.

ПРИМЕНЕНИЕ ФОНЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА РЕЧИ ДЛЯ ВЫЯВЛЕНИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ СОТРУДНИКОВ В ОРГАНИЗАЦИИ

Р.А. Васильев, Л.Ю. Ротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Интерес к Информационной системе идентификации дикторов по голосу («ИС ИДГ») [1] со стороны как специалистов, так и разнообразных отечественных СМИ, продиктован высокой чувствительностью ее к отклонениям в эмоциональном состоянии диктора при минимальных требованиях (1-2 минуты) к продолжительности анализируемого фрагмента голосового сигнала [2].

Принцип действия большинства современных систем автоматического анализа речи на фонетическом уровне основывается на последовательном делении голосового сигнала на короткие (5-10 mc) отрезки данных $\mathbf{x}=(x_1, x_2,\ldots x_n)$ длиной в одну минимальную речевую единицу (МРЕ) с их последующим сопоставлением с соответствующим эталоном. Главной проблемой для таких систем является выбор и обоснование множества фонетических эталонов $\{\mathbf{x}_r^*\}$ [3].

Вопрос о том, что же брать за минимальную речевую единицу и сегодня остается открытым. Люди уже довольно давно догадались о том, что элементарные звуки, из которых состоит речь, не эквивалентны буквам. Поэтому и придумали понятие фонемы для обозначения элементарных звуков речи. Хотя до сих пор специалисты никак не могут решить – сколько же всего различных фонем существует [4]. Фонема – это основная единица звукового строя языка, предельный элемент, выделяемый линейным членением речи. Она не является простейшим элементом, т. к. состоит из фреймов (реализаций), существующих одновременно. В лингвистике фонема определяется, как минимальная речевая единица, служащая для различения смысла слов и реализующаяся в зависимости от местоположения – в разных своих вариантах. Так или иначе, речь можно разбить на минимальные речевые единицы (МРЕ) имеющие различные представления с помощью устойчивых параметров и объединяемые человеком в группы одноименных речевых единиц. Это говорит о вариативности произнесения пользователем одноименных МРЕ и особенности восприятия звуков речи. При анализе фонетического состава речи и статистические характеристики МРЕ, и их суммарное число $\boldsymbol{R}$ зависят от особенностей голосового аппарата каждого конкретного пользователя [4].

Причем, на практике именно относительная величина часто представляется предпочтительной по сравнению с абсолютной величиной теоретико-информационного показателя качества речи. Например, это справедливо в задачах психологического тестирования личности [5], в нашем случае по принципу сопоставления двух относительных величин требуемой избыточности – a_0 (ОВТИ), полученных в процессе тестирования диктора. Задача такого рода подробно рассмотрена далее – в качестве предмета экспериментальных исследований.

Для экспериментальных исследований информационной оценки качества устной речи был разработан экспериментальный образец «ИС ИДГ» [6]. Программа позволяет выполнять все операции над голосовым сигналом $\mathbf{x}_r^*$ для идентификации и определения эмоционального состояния диктора. Ее главное окно показано на рис. 1.

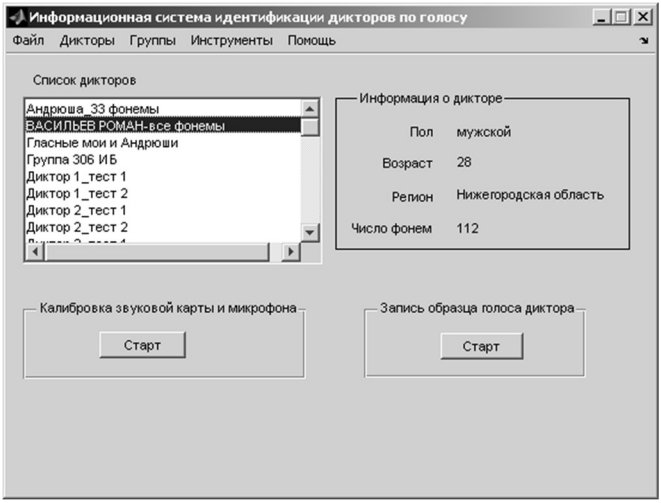


Рис. 1

Для экспериментальных исследований была выбрана группа из четырех дикторов: три мужчины разного возраста и примерно одного уровня образования и одна женщина, все без явно выраженных дефектов речи. Каждому из них (на этапе настройки параметров ИС) был прочитан в среднем темпе один и тот же художественный текст объемом в одну стандартную машинописную страницу. Полученные голосовые сигналы сначала записаны в память ПК в формате wav.

На подготовительном этапе проверена работоспособность базовых функций ИС, таких как корректность процедуры загрузки и завершения работы, правильность работы с дикторами и с группами дикторов.

Исследования выполнены в несколько этапов:

- исследование фонетических особенностей речи контрольной группы дикторов в комфортных условиях по информационному показателю (критерию) качества речи;
- исследование влияния физической нагрузки на диктора на качество его речи;
- исследование влияния эмоционального напряжения диктора на качество его речи.

В состав контрольной группы были включены (с их согласия) следующие физические лица:

1) Диктор 1, 1953 г.р., мужчина,
2) Диктор 2, 1974 г.р., мужчина,
3) Диктор 3, 1987 г.р., мужчина,
4) Диктор 4, 1991 г.р., женщина.

Для каждого из них в режиме настройки ИС вычислялась предварительная оценка ОВТИ речи диктора. Продолжительность голосового сигнала здесь составляла примерно одну минуту. С использованием предварительной оценки исследовалась динамика ОВТИ в зависимости от условий его монолога. Соответствующее окно программы показано на рис. 2.

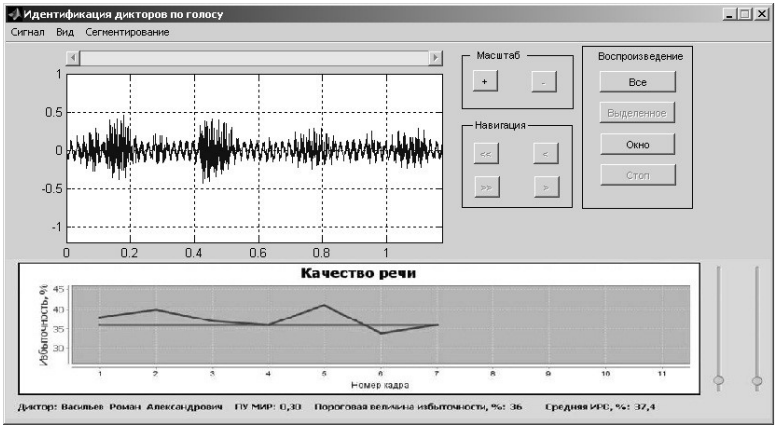


Рис. 2

Полученные результаты представлены ниже в виде следующих рисунков и таблиц.

В таблице 1 приведены оценки ОВТИ в зависимости от порога минимума информационного рассогласования (МИР) по десяти реализациям голосового сигнала от первого диктора (где 0,01, 0,02 … – установленные в программе пороги МИР; 80, 81… – получения величина информационного рассогласования (ИРС) фонем, чем больше ИРС в рамках одного порога МИР, тем более нестабильна речь диктора).

Табл. 1

Номер реализации	Порог МИР							
	0,01	0,02	0,05	0,1	0,3	0,5	0,7	1
1	80	71	49	38	40	35	31	24
2	81	69	48	37	40	33	30	25
3	83	67	45	35	42	36	31	24
4	86	70	42	36	43	35	34	26
5	83	72	43	34	41	34	33	21
6	85	63	42	34	42	37	31	21
7	84	67	44	33	42	38	35	22
8	78	66	50	40	36	32	34	26
9	81	69	43	35	43	31	34	23
10	83	65	46	37	37	38	32	21

Аналогичные результаты были получены для всех других дикторов. Хорошо видно, что предложенный показатель качества речи диктора практически инвариантен к выбору текста для чтения, времени и длительности его записи и, вместе с тем, сильно критичен по отношению к пороговому уровню МИР, а также к личности диктора. Усредненные (по множеству из десяти реализаций) оценки ОВТИ для всех четырех дикторов из нашей контрольной группы представлены в табл. 2.

Табл. 2

Диктор	Порог МИР							
	0.01	0.02	0.05	0.1	0.3	0.5	0.7	1
1. Диктор 1	80	71	49	38	40	35	31	24
2. Диктор 2	79	68	59	43	36	31	22	30
3. Диктор 3	89	64	58	39	36	37	33	23
4. Диктор 4	86	78	60	53	28	39	29	28

На заключительном этапе каждый диктор читал в течение одного часа художественный текст. Во второй половине часа каждые 5 минут дикторы проводили измерения ОВТИ при фиксированном пороге МИР 0,1. Усредненные (на множестве реализаций) результаты по всей группе дикторов отражены семейством кривых на рис. 3 – ОВТИ для дикторов 1 и 3, на рисунке 4 – ОВТИ для дикторов 2 и 4.

Здесь хорошо видна тенденция увеличения избыточности речи при длительном эмоциональном напряжении диктора. При этом динамика избыточности имеет характер колебаний – синхронно с колебаниями степени сосредоточенности диктора на конкретном тексте. Причем, у молодого диктора 3 (кривая 3) колебания имеют большую амплитуду: до (52 – 41)/41x100 = 26,8% и длятся дольше, чем у диктора 1 (кривая 1), в силу его (диктор 3) недостаточной сосредоточенности, что говорит о его нестабильности.

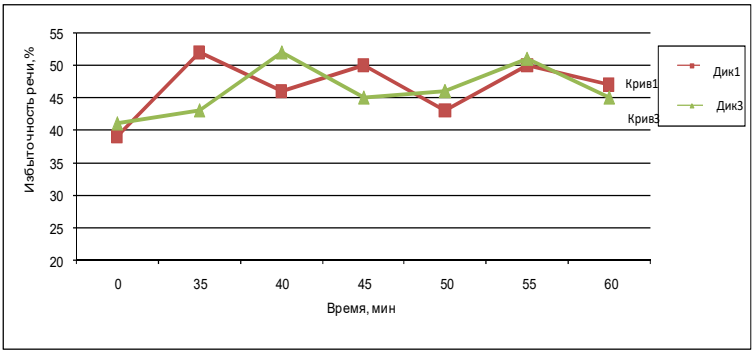


Рис. 3

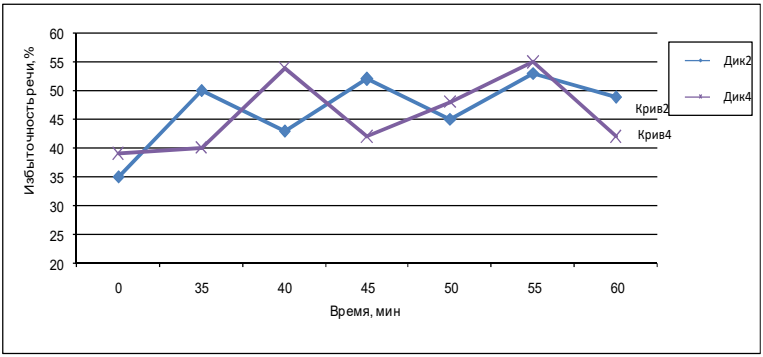


Рис. 4

Аналогичные выводы можно сделать по диктору 2 и диктору 4: у молодого диктора 4 (кривая 4) колебания имеют большую амплитуду и длятся дольше, чем у диктора 2 (кривая 2). Отметим, что в общем случае указанные колебания затухают во времени, причем, на определенном, повышенном уровне избыточности речи диктора.

Таким образом, дикторы 1 и 2 более эмоционально устойчивы и стабильны в работе, нежели дикторы 3 и 4.

По результатам проведенных исследований можно сделать следующие выводы:

- подтверждена устойчивость предложенного информационного показателя качества речи диктора на разных текстах и в разное время ее записи;
- установлена высокая чувствительность ОВТИ по отношению к эмоциональным нагрузкам на диктора в процессе его монолога.

Таким образом, в результате проведенного исследования дано экспериментальное обоснование принципа минимума требуемой избыточности в роли информационного показателя качества речи диктора, который нацелен не на сравнение речи разных дикторов между собой, а на исследование влияния разного рода факторов на качество речи конкретного диктора.

Анализируя колебания ОВТИ в процессе речеобразования в заведомо комфортных условиях, можно установить факт отклонения психологического состояния диктора от нормы, что позволяет выявить эмоционально неустойчивых и нестабильных сотрудников в организации.

[1] Свид. о гос. регистрации программы для ЭВМ №2015663306 Программа идентификации дикторов по голосу / Васильев Р.А. Зарег. 15.12.2015г. – М.: Роспатент, 2015.

[2] Савченко В.В. Информационная теория качества речи // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2011. Вып. 1. С. 17.

[3] Савченко. В. В., Васильев Р. А. Автоматическая оценка качества речи по критерию минимума требуемой избыточности речевого сигнала // Материалы XI Международной научно-технической конференции посвященной памяти Б.И. Рамеева. Новые информационные технологии и системы. Пензенский государственный университет. 2014. С. 15.

[4] Герасимов А.В., Фидельман В.Р. Применение методов классического и модифицированного линейного предсказания для определения порядка линейной модели в задаче акустического кодирования речи // XXIV научные чтения имени академика Н.В.Белова. Тезисы докладов. Нижний Новгород. 2005. С. 142.
[5] Алимурадов А. К., Тычков А. Ю., Чураков П. П. // Оценка психоэмоционального состояния человека на основе декомпозиции на эмпирические моды и кепстрального анализа речевых сигналов // Вестник Пензенского государственного университета. 2018. № 2 (22). С. 89.
[6] Васильев Р.А. Исследование особенностей идентификации дикторов по голосу при различиях в произношении дикторов // Безопасность информационных технологий. 2013. № 1. С. 85.

Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 26 мая 2020 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXIV 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.

РАСПРЕДЕЛЕННАЯ СЕТЕВАЯ СИСТЕМА МИКРОРЕАКТОРОВ ДЛЯ УМНЫХ ГОРОДОВ

А.Л. Умнов[1)], А.В. Князев[1)], Р.Д. Благин[1)], Д.А.Беспалов[1)], И.С. Волгин[1)], Д. Говедарица[2)], А.Е. Тараканова[1)], Б. Янкович[2)]

[1)]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского*
[2)]*Университет города Нови-Сад*

Современная городская инфраструктура несет в себе черты старых ограничений, связанных с консервативностью строительных технологий и возможностями техники прошлого времени. В частности, в настоящее время в городах отсутствуют трубопроводные сети, позволяющие перемещать жидкие, газообразные, пылевидные, гранулированные и разжиженные вещества как внутри отдельных зданий, так и между зданиями по большим территориям.

Очевидными исключениями являются водопроводы, системы вентиляции, а также газовые сети. Только природный газ, сгорая, используется локально не в том виде, в котором он транспортируется по трубам. В тоже время технологии готовы к тому, чтобы обеспечить массовое распределение самых разных материальных ресурсов внутри городов по трубопроводам с их локальным преобразованием для решения широкого спектра задач по требованию («on-site/on-demand production»), которые ранее не имели простых решений.

Современные технологии позволяют создавать располагающиеся в разных точках зданий микрореакторы различных типов, которые могут наполняться веществами, поступающими через трубопроводные сети зданий, и производить некоторый локально востребованный продукт в то время, когда продукт востребован, а также перемещать материалы между зонами здания.

В данном случае под микрореактором мы будем понимать не только химические микрореакторы, но и вообще любые малогабаритные устройства, преобразующие поступающие в них извне потоки веществ: распыляющие их, изменяющие температуру или агрегатное состояние, создающие новые химические соединения, образующие смеси и т. п.

Использование современных датчиков и микропроцессорной техники и сетевых проводных и беспроводных систем связи позволяет добиваться точной дозировки компонентов реакций, соблюдения условий оптимального их протекания (с учетом факторов окружающей среды), обеспечивающих требуемые для данной точки пространства параметры производимого вещества, а также создавать цепочки согласованно работающих микрореакторов, расположенных на больших площадях. Важно, что технологии Интернета вещей позволяют достигать этих результатов по ценам, существенно более низким, чем традиционные технологии автоматизации при достаточной для практического использовании надежности.

В случае использования в качестве конечных устройств проточных химических микрореакторов [1, 2] возникает возможность полной автоматизации химического процесса и управления его компьютерной программой. В таких реакторах реагенты с помощью насосов по маленьким трубкам – микроканалам подаются в смеситель, в котором происходит смешивание компонентов при поддержании заданной температуры и возможности воздействия на зону реакции оптическим излучением, ультразву-

ком и т.п., причем условия протекания реакции могут быть быстро изменены по команде с компьютера. Микрореакторы могут быть как стационарно закрепленными на стенах зданий или предметах в них, так и использоваться совместно с декартовыми роботами или роботами-манипуляторами, позволяющими с их помощью доставлять химические вещества в нужные точки пространства, например, для обработки поверхностей. Возможен также вариант мобильных быстроразвертываемых систем, предназначенных для решения разовых задач.

Микрореакторы обладают многими преимуществами по сравнению с реакторами обычного масштаба, в том числе повышенной энергоэффективностью, скоростью и производительностью реакции, безопасностью, надежностью, легкой масштабируемостью, гораздо более точной степенью управления процессом и, что особо отмечалось выше, возможностью работать по требованию.

Доставка внутри зданий готовых химических соединений или их локальное производство из нескольких компонент может иметь множество применений, например:

- создание зонального распределения поля влажности в помещении;
- дезинфекция воздуха и поверхностей помещения в определенной зоне с помощью распыления дезинфицирующего раствора;
- обновление защитных покрытий строительных конструкций смесями вступающих в химическую реакцию веществ;
- окраска поверхностей;
- очистка поверхностей с помощью химических реакций;
- очистка поверхностей паром;
- создание полей ароматов в воздухе помещений;
- создание индивидуальных растворов удобрений для каждого растения, находящегося в помещении;
- приготовление ингредиентов кулинарных блюд по методу традиционной или молекулярной кухни;
- наполнение кормушек и поилок домашних животных;
- локальная утилизация и переработка отходов, создание замкнутых циклов использования моющих и чистящих средств, утилизация упаковочного пластика;
- химическое преобразование и аккумулирование солнечной энергии;
- создание интерьерных эффектов с помощью химических реакций, протекающих с изменением цвета, вспышками и т.п.;
- сезонное создание и удаление теплозащитных покрытий или объемных тепловых экранов, размещающихся в полостях зданий;
- 3D-печать предметов быта, элементов интерьера, элементов строительных конструкций;
- питание системы топливных элементов, распределенных по помещению;
- поглощение углекислого газа из воздуха с последующим использованием его в качестве сырья для пластмасс;
- создание распределенной сети датчиков параметров окружающей среды со сменными реактивами;
- очистка воды и воздуха в помещениях с использованием реакций с пополняемым запасом реактивов.

Естественно, что специализированные городские помещения – химические микрофабрики, ситифермы, лаборатории и т.п. могут использовать распределенную систему генерации веществ с необходимыми свойствами с еще большей эффективностью, чем жилые и офисные помещения для производства рыночных продуктов (как химических веществ, так и конечной продукции). Известно [3, 4], что переход к микропредприятиям различного профиля, интегрированным в городскую инфраструктуру, – явный тренд последних десяти лет, что делает задачу разработки систем снабжения реактивами для них весьма актуальной. Наиболее востребованными видами производств на микропредприятиях могут стать, например, производство изделий из пластмассы по индивидуальным потребностям заказчика, а также производство продуктов питания, адаптированных под потребности организма конкретного человека, для которых хорошо подходит описанная схема использования микрореакторов. Особенно привлекательной является идея использования на химических микрофабриках сетевых микрореакторов, элементы которых могут быть напечатаны на 3D-принтере «по требованию» [6]. Подобный подход позволит, например, в будущем больницам производить собственные лекарства, адаптированные под потребности конкретного больного. Отдельно отметим возможность использования бытового газа для синтеза различных химических соединений в микрореакторах. Его повсеместная доступность в городах уже сейчас открывает огромные перспективы для локального синтеза востребованных в домохозяйствах химических веществ.

Очевидно, что подобные системы должны быть построены как специальные сети, узлы которых объединены трубопроводами и интегрированы с сетевой системой связи. Системы должны иметь в своем составе: источники химических веществ (реагентов), узлы-распределители их потоков, контрольные пункты, обеспечивающие мониторинг их состава, а также учет их объемов, системы прецизионного смешивания реагентов, дозаторы, позволяющие точно отмерять их количество, системы временного хранения химических веществ при определенных условиях, системы, обеспечивающие согласование потока вещества с конечным его потребителем. Каждый блок с помощью беспроводных (предпочтительнее) или проводных каналов связи должен быть подключен к общей компьютерной сети объекта, к которой также подключен локальный сервер, осуществляющий общий мониторинг и управление группой привязанных к конкретному помещению или зданию объектов, а также поддерживающий связь с общим сервером системы, координирующим действия на уровне района, города или группы городов. Именно интеграция с сетевой системой связи позволяет обеспечить легкое управление системой и ее беспроблемное масштабирование.

Задачи расчета движения веществ по трубам находятся вне фокуса внимания данной работы. Эти проблемы освещены, например, в монографии [5]. Предполагается, что как сами трубы, так и насосы, передвигающие вещества, обладают достаточными ресурсами, для выполнения транспортных функций. Фокус внимания в докладе сосредоточен на возможности построения управляемой сети микрореакторов, подключенных к распределительной трубопроводной сети.

К настоящему моменту нами разработан и собран в помещении площадью 100 м^2 прототип описанной выше распределенной системы, осуществляющий индивидуальный подбор концентрации удобрений для комнатных растений. Прототип содержит большинство перечисленных выше элементов.

Общая схема прототипа представлена на рисунке 1 и состоит из: блока подготовки растворов (1), блока анализа проб (2), элементов трубопровода (3), беспроводной связи (4), блоков микрореакторов (5), растений (6), локального (7) и центрального серверов (8).

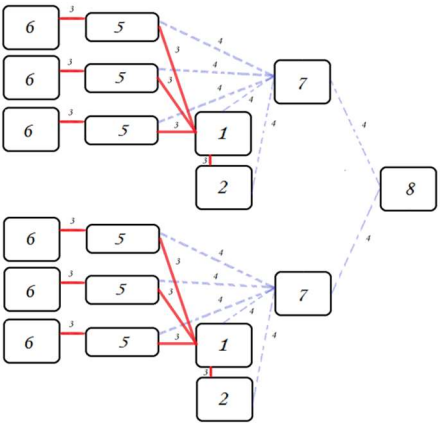


Рис. 1

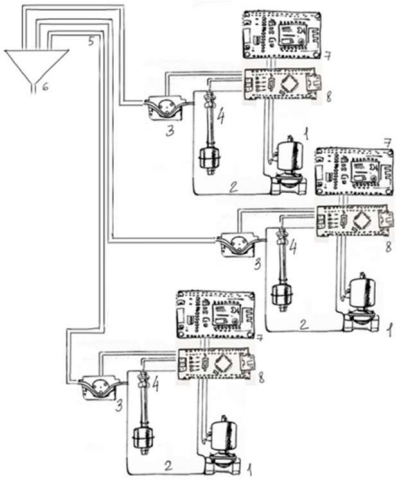


Рис. 2

Требуемая для конкретного растения концентрация удобрений создается в очень простом микрореакторе (рис. 2), состоящем из: электромагнитного клапана (1), буферной емкости (2), перистальтического насоса (3), датчика уровня (4), элементов трубопровода (5), микрокапелярного смесителя (6), Wi-Fi модуля (7), модуля микроконтроллера (8), за счет смешивания раствора удобрения со стандартной концентрацией с водой в заданных пропорциях. Вода и раствор удобрения стандартной концентрации подаются в смеситель из буферных баков, расположенных рядом с растением с помощью перистальтических насосов по команде с локального сервера, вырабатываемой на основе данных о виде растения, стадии его вегетации, окружающих растение условиях и инструментальной оценки состояния растения.

Вода и растворы удобрений со стандартной концентрацией поступают в буферные баки из центрального блока подготовки растворов (рис. 3) по сети комнатных трубопроводов. Блок подготовки растворов состоит из следующих элементов: модуля микроконтроллера (1), Wi-Fi модуля (2), роторного насоса (3), датчика уровня (4), буферной емкости (5), элементов трубопровода (6). Растворы удобрений стандартной концентрации и вода с заданным уровнем кислотности готовятся в центральном блоке подготовки растворов путем объемного смешивания концентрированных растворов удобрений и нормализаторов кислотности, изготовленных промышленным способом с водопроводной водой под контролем устройства, автоматически отбирающего пробы создаваемых жидкостей и измеряющего их проводимость и кислотность (рис. 4). Он состоит из: датчика уровня жидкости (1), перистальтического дозирующего насоса

(2), роторного промывного насоса (3), стеклянного электрода (4), металлического электрода (5), электромагнитного клапана (6), модуля микроконтроллера (7), Wi-Fi модуля (8).

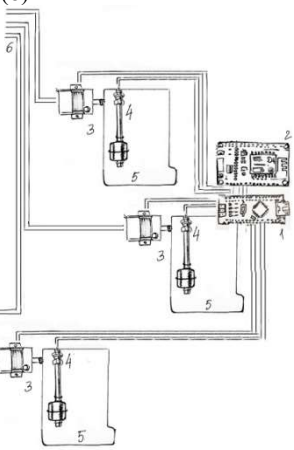


Рис. 3

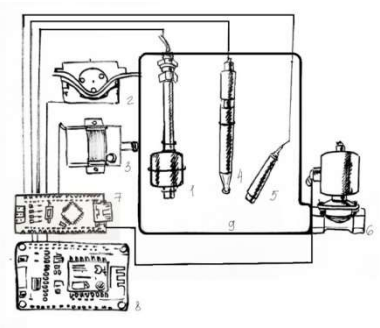


Рис. 4

В прототипе системы при работе в автоматическом режиме, получены следующие абсолютные погрешности определения концентрации удобрений в растворе:

- для неорганических удобрений: ± 0,15 г/л,
- для органических удобрений: ± 2,8 г/л.

Абсолютная погрешность при приготовлении рабочих растворов объемом 100 мл из растворов со стандартной концентрацией составляет:

Табл.

Тип удобрений	**Концентрация г/л**	**Погрешность г/л**
Неорганическое	1,6 г/л	0,018 г/л
Неорганическое	0,2 г/л	0,002 г/л
Органическое	300 г/л	4,7 г/л
Органическое	70 г/л	0,98 г/л

Полученной точности вполне достаточно для индивидуальной оптимизации роста одиночных растений. Однако при применении контрольных датчиков, например, датчиков уровня, ёмкости, влажности можно снизить вклад погрешности работы перистальтических насосов и сохранить ошибку на текущем уровне при загрузке любых количеств растворов.

Управление прототипом системы построено на базе платформы Alterozoom. Все элементы микрореакторов, входящих в систему, а также центральный блок подготовки растворов имеют в своем составе микропроцессорные модули на базе Arduino оборудованных WiFi модулями, подключающими их к локальной сети помещения, к

которой также подключен локальный сервер, управляющий каждым микрореактором, а также передающий интегрированные данные о работе локальной системы ухода за растениями на центральный сервер, к которому может быть подключено множество локальных систем. Число микрореакторов, которые могут быть подключены к локальному серверу, а также число локальных систем, которые могут быть подключены к центральному серверу ограничено лишь экономическими требованиями. Сбор больших данных, поступающих от множества локальных систем должен позволить выработать эффективные алгоритмы управления локальными системами (в настоящее время к центральному серверу подключена только одна локальная система – описанный прототип). Программирование локального сервера осуществляется с помощью интегрированного в систему Alterozoom визуального языка программирования, что позволяет специалисту, не обладающему навыками программирования самостоятельно инсталлировать, настраивать и обслуживать систему.

Следует подчеркнуть, что описанный прототип на простом примере демонстрирует самые общие принципы построения распределенных сетевых систем микрореакторов для «умных» городов. Более сложные реакторы могут потребовать большего числа реагентов, поддержания фиксированной температуры, при которой протекает реакция и т.п. В данном докладе мы не коснулись вопросов безопасности предлагаемых систем, которые в каждом конкретном случае должны рассматриваться отдельно в зависимости от класса опасности транспортируемых, преобразуемых и синтезируемых веществ.

[1] Roberge D.M., Ducry L., Bieler N., Cretton P., Zimmermann B. // Chem. Eng. Tech. 2005, No. 28. P. 318.
[2] Wiles C., Watts P. // Chem. Commun. 2011. No. 47. P. 6512.
[3] Кузнецов А.В. // Гуманизация образования. 2013. № 1. С. 38.
[4] Лучинин В.В. // Приборостроение, метрология и информационно-измерительные приборы и системы. 2016. № 3–4. С. 2.
[5] Kitson P.J., Marie G., Francoia J.-P., Zalesskiy S.S., Sigerson R.C., Mathieson J.S., Cronin L. // Science. 2018. Vol. 359, No. 6373. P. 314.
[6] Селезнев В.Е., Алешин В.В., Прялов С.Н. Математическое моделирование трубопроводных сетей и систем каналов: методы, модели и алгоритмы. – М: ООО «Макс Пресс», 2007. 695 с.

СОЗДАНИЕ VR-СРЕДЫ И ИНТЕРФЕЙСОВ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СО СЛОЖНОЙ ТЕХНИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ

Н.К. Жданов, Д.В. Федяков, И.В. Седунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Возможности, предлагаемые VR, велики. В настоящее время технологии виртуальной реальности широко используются во многих сферах человеческой деятельности: от проектирования и строительства, образования и здравоохранения, до маркетинга, рекламы, сферы игр и развлечений и т.д. Технологии виртуальной реальности (VR) в производстве завоевывают новые рынки, предлагая широкий спектр возможностей для использования в корпоративной и производственной среде.

Одно из таких – VR-SCADA, новое направление развития SCADA-систем. Главная задача SCADA-систем – это сбор информации о множестве удаленных объектов, поступающей с пунктов контроля, и отображение этой информации в едином диспетчерском центре. При этом SCADA-система должна обеспечивать долгосрочное архивирование полученных данных.

Задачи и требования к VR-SCADA для экспериментальной зоны

Диспетчер зачастую обладает возможностью не только пассивно наблюдать за объектом, но и им управлять им, реагируя на различные ситуации. При использовании VR-SCADA-системы, при её проектировании возникает ряд задач:

- обмен данными с УСО (устройства связи с объектом) в реальном времени;
- обработка информации в реальном времени;
- ведение базы данных реального времени с технологической информацией;
- отображение информации в удобной и понятной для человека форме;
- аварийная сигнализация и управление тревожными сообщениями;
- подготовка и генерирование отчетов о ходе технологического процесса;
- осуществление сетевого взаимодействия между объектами;
- обеспечение связи с внешними приложениями.

Таким образом, VR-SCADA-система должна удовлетворять следующим требованиям:

- единый формат представления данных на сервере;
- надёжность системы (технологическая и функциональная);
- точность обработки и представления данных;
- простота расширения системы;
- открытость и масштабируемость;
- точное ведение технологического процесса;
- уменьшения действий оператора;
- одновременный анализ различных факторов.

Принципы, закладываемые в разрабатываемые VR-сцены IoT

Технология VR для визуализации измерений с датчиков дает наглядное и удобное отображение и возможности удаленного взаимодействия с устройствами в реальном

пространстве через виртуальную среду, поэтому для более точного взаимодействияянеобходима передача ощущения нахождения в реальности. Шлемы виртуальной реальности могут предоставить пользователю динамическую трехмерную визуализацию удаленной или абстрактной трехмерной реальной среды в реальном времени.

В рамках настоящей работы предложенно собственное решение VR-IoT, которое тестируется на реальном испытательном стенде с Oculus Rift S и несколькими устройствами IoT, разработанном в лаборатории ФОТ БС университета ННГУим. Н.И. Лобачевского.

Реализация VR-сцен с обоснованием конкретных решений

Для разработки собственного решения использовалось программное обеспечение (движок) Unreal Engine 4, так как он обладает необходимым функционалом, а также имеет отличные качество визуализации, что очень важно для восприятия.

Была создана точная 3D-модель, копирующая помещение лаборатории. Эта модель, а также некоторые другие, были импортированы в UE4. Для каждой модели создан материал и нанесен на поверхность объектов. После чего с помощью этих ассетов (виртуальных объектов) создавалась сцена, на которую были добавлены и качественно настроены источники освещения и Post-Processing (постобработка внешнего вида объектов) для придания сцене реалистичности, а также другие необходимые компоненты, такие как Lightmass Importance, Nav Mesh Bounds, Blocking Volume, Reflections Capture. Далее на сцену была перенесена модель помещения, а также дополнительные объекты для заполнения пространства.

В проекте создан класс «Character», который обеспечивает следующие функции:

- передвижение в любую сторону с помощью стика на левом джойстике;
- резкое вращение на 45° с помощью стика на правом джойстике;
- телепортация с помощью стика на правом джойстике;
- нажатие кнопки для открытия «Главного меню»;
- взаимодействие с предметами (возможность взять);
- взаимодействие с переключателями света;
- нажатие боковой кнопки на джойстике для включения лазерной указки, с помощью которой происходит взаимодействие с виджетами, а также с удаленными объектами.

Описание результатов выполненных работ. Экспериментальные данные.

Экспериментальным путем выяснены некоторые особенности работы в VR-среде, а именно:

- при взаимодействии с объектами желательно использовать анимацию взятия в зависимости от размеров и формы объекта, либо скрывать модель руки;
- при работе с котроллерами HTC Vive лучше не использовать боковые кнопки, т.к. новому пользователю сложно их обнаружить;
- лучше использовать как можно меньше кнопок на контроллере;
- если в контроллере присутствует функция отслеживания жестов, то желательно её использовать;
- необходимо либо выделять интерактивные объекты четкой визуальной индикацией, либо располагать их раздельно со статичными;

- желательно добавить наглядное обучение для новых пользователей;
- для перехода между сценами необходима отдельная сцена с абстрактным окружением, т.к. черный экран сбивает с толку;
- важно не перегружать функционалом объекты на руках, отвечающие за вызов интерфейса;
- желательно озвучивать взаимодействия с интерактивными объектами и интерфейсов;
- заранее дать на выбор пользователю вариант положения в реальности (стоя, сидя);
- важно размещать виджет с меню перед глазами пользователя, исключая необходимость поворачивать голову.

Видео с демонстрацией возможностей полученного решения представлено в Интернете по ссылке: https://www.youtube.com/watch?v=nG91BLFPZMs.

Заключение

Полученное решение благодаря высокой скорости взаимодействия и различным элементам интерфейса позволяет получать наглядное представление измерений в реальном времени.

В ходе исследований было выяснено, что VR-среда и интерфейсы для визуализации дают пользователю возможность взаимодействия со сложной технической системой и наглядное представление полученных данных из реального мира в различных видах.

Виртуальная реальность предоставляет возможность удаленного контроля и получения наглядной и удобной для восприятия информации о состоянии системы Интернета вещей на основе измерений, полученных с датчиков, а также значений, рассчитанных с помощью математических моделей процессов, происходящих в реальном помещении.

[1] Aukstakalnis S. Practical Augmented Reality: A Guide to the Technologies, Applications, and Human Factors for AR and VR (Usability). Boston: Addison-Wesley. 2016. 420 p.
[2] Bulearca M., Tamarjan D. // Global Business and Manag. Research: An Int. Journal. 2010. Vol. 2, No. 2&3. P. 237.
[3] Fite-Georgel P. // 10th IEEE Int. Symp. on Mixed and Augmented Reality. 2011. P. 201.
[4] Kaehler et al. Adrian Kaehler A., Bradski G., Prasanna Krishnasamy P., Lee D. // Patent No. WO2016210354A1 «Augmented reality devices, systems and methods for purchasing».
[5] https://appfigures.com/top-sdks/ar_vr/all.
[6] https://ecoimpact-ple.com/en/documents/5867.html.

РЕАЛИЗАЦИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ VR-СРЕДЫ СО СЛОЖНОЙ ТЕХНИЧЕСКОЙ СИСТЕМОЙ (НА ПРИМЕРЕ ЗОНЫ ИНТЕРНЕТА ВЕЩЕЙ)

Н.К. Жданов, Д.В. Федяков, И.В. Седунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Правильно разработанная VR-среда является моделью реальной технической системы, которая должна выглядеть как реальная физическая система, но обладать средствами отражения процессов, протекающих в реальной системе, и иметь возможности как прогнозировать её поведение, так и управлять этой системой.

Для того, чтобы VR-среда могла быть использована в качестве SCADA-системы, необходимо создать интерфейс взаимодействия между VR- и реальной системой. Работы в этой области интенсивно ведутся во всем мире, но в силу разнообразия технических систем и тем, что VR-технологии до настоящего момента можно считать молодой и бурно развивающейся отраслью, стандартных решений нет.

В настоящей работе была поставлена задача предложить такие технические и программные решения, которые позволили бы сопрячь ранее установленную в лаборатории физических основ и технологий беспроводной связи экспериментальную зону Интернета вещей (метеостанцию) с разработанным для неё VR-образом (моделью). На основе выполненной работы в дальнейшем предполагается сформулировать общие рекомендации по созданию подобных интерфейсов.

Архитектура программно-аппаратного комплекса экспериментальной зоны

В качестве экспериментальной зоны Интернета вещей представлена метеостанция, которая состоит из следующих компонентов.

Arduino Mega 2560 – самая функциональная платформа компании, предназначенная для создания различных микроэлектронных устройств. Она позволяет создавать большие проекты, в которых требуется задействовать много периферийных устройств (сотни датчиков и сенсоров), а её мощный контроллер способен быстро и эффективно обрабатывать с них данные.

Микросхема ESP8266 – один из самых популярных инструментов для организации беспроводной связи в проектах «умного дома». С помощью беспроводного контроллера можно организовывать связь по интерфейсу Wi-Fi, обеспечивая проектам Arduino выход в Интернет и возможность дистанционного управления и сбора данных. На основе ESP8266 созданы такие популярные платы как WeMos и NodeMcu, а также огромное количество менее крупных проектов.

Датчик BME280 – датчик атмосферного давления, влажности и температуры.

Датчик MQ-2 – датчик газа/дыма.

Датчик MH-Z19 – датчик углекислого газа.

База данных на сервере реализована в форме SQL-таблицы, каждый их столбцов которой соответствует измеряемой величине, а каждая строка является набором значений этих величин в определенный момент времени. Отдельная строка в базе выделена для записи даты и времени измерения.

Http запросы от платы Arduino и VR-приложения обрабатываются с помощью соответствующих php-скриптов. Для получения данных с сервера с определенной периодичностью отправляется запрос по протоколу http, в ответ на который сервер отправляет данные в виде json-объекта. Полученный json-объект преобразуется в набор переменных, которые впоследствии используются в качестве параметров объектов, составляющих элементы VR-сцены.

Общие характеристики VR-модели

VR-модель представляет собой цифровой двойник лаборатории. В виртуальном пространстве присутствуют элементы для взаимодействия и визуализации данных с датчиков, находящихся в лаборатории.

VR-модель реализована на движке Unreal Engine 4. Она содержит 3D-модель, являющуюся копией реального помещения, а также другие необходимые 3D-модели (например, метеостанция). Для взаимодействия с VR-моделью созданы элементы управления, позволяющие перемещаться в пространстве и взаимодействовать с объектами сцены, и интерактивные виджеты. С помощью виджетов осуществляется визуализация данных, отображаются текущие параметры и графики с измеренными и рассчитанными значениями.

Для расчёта значений различных величин в трехмерном пространстве была создана модель объемного распределения температуры и влажности воздуха в помещении, получаемая на основе текущих показаний датчиков температуры и влажности, расположенных в нескольких точках пространства внутри помещения, и датчиков внешней погоды. Модель позволяет делать прогноз изменения температуры и влажности в каждой точке на основе имеющихся данных по этим параметрам, полученных с реальных датчиков. Визуализация данных в VR по текущему распределению параметров, историческому и прогнозируемому, выполняется с помощью трехмерной сетки, отображающей распределение значений в пространстве с помощью градиента цвета, и виджета с текущим значением измерения. Для изменения плотности и расположения элементов трехмерной сетки создан специальный виджет, который можно вызвать через меню.

Предлагаемые программные и аппаратные интерфейсные решения

Большинство разработчиков VR используют игровые движки, такие как Unreal Engine 4 (UE4) и Unity. Эти движки обладают гибким и широким набором функций и инструментов: механизмами управления 3D-средой и импортом контента, такого как модели, изображения, звуки и видео. Каждый из них имеет свои особенности. Обычно считается, что UE4 лучше оптимизирован для расчетов и даёт более надежную картину. Unity является более интуитивным и эффективным для начинающих.

Помимо игровых движков осуществляется разработка интерактивных VR-веб-страниц. Это можно сделать с помощью языка разметки A-Frame в Mozilla, используя JavaScript, HTML5 и/или WebGL. Аналогичные эксперименты ведутся в Chrome и Mozilla. Веб-разработка позволяет отображать VR-контент непосредственно на смартфонах, поэтому не требуется дорогое дополнительное оборудование. Кроме того, нет необходимости компилировать или упаковывать код. Существует также

редактор виртуальных сцен Vizor, который позволяет рисовать на компьютере и просматривать с мобильных устройств.

Описание результатов выполненных работ. Экспериментальные данные.

В результате проведённой работы были изучены различные способы взаимодействия VR-среды со сложной технической системой и выполнена их техническая реализация.

Создана система управления VR-средой с возможностью масштабирования и подключения дополнительных устройств, а также осуществлена двусторонняя передача данных между реальной и VR-средой.

Видео с демонстрацией возможностей полученного решения: https://www.youtube.com/watch?v=nG91BLFPZMs.

Заключение

В ходе исследований было выяснено, что VR-среда и интерфейсы для визуализации дают пользователю возможность взаимодействия со сложной технической системой и наглядное представление полученных данных из реального мира в различных видах.

Виртуальная реальность предоставляет возможность удаленного контроля и получения наглядной и удобной для восприятия информации о состоянии системы Интернета вещей на основе измерений, полученных с датчиков, а также значений, рассчитанных с помощью математических моделей процессов, происходящих в реальной среде.

[1] Aukstakalnis S. Practical Augmented Reality: A Guide to the Technologies, Applications, and Human Factors for AR and VR (Usability). – Boston: Addison-Wesley. 2016. 420 p.
[2] Bulearca M., Tamarjan D. // Global Business and Manag. Research: An Int. Journal. 2010. Vol. 2, No. 2&3. P. 237.
[3] Fite-Georgel P. // 10th IEEE Int. Symp. on Mixed and Augmented Reality. 2011. P. 201.
[4] https://ecoimpact-ple.com/ru/documents/204.html.
[5] https://ecoimpact-ple.com/ru/documents/202.html.
[6] https://ecoimpact-ple.com/en/documents/5867.html.

СИСТЕМА ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПОГОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ

А.В. Будин, Д.А. Беспалов, А.Л. Умнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Существующие системы прогноза погодных условий не учитывают влияние на состояние окружающей среды микромасштабных неоднородностей рельефа и подстилающей поверхности. Городские строения, наличие или отсутствие асфальта, одиночные деревья и их группы, локальные параметры почв, близость микроводоемов, холмистость местности – все это факторы, которые могут приводить к тому, что локальные параметры погоды могут существенным образом отличаться от усредненных даже по нескольким квадратным километрам условий.

Очевидно, что любые хозяйственные процессы, зависящие от локальных погодных условий, зависят не от усредненных по нескольким километрам погодных условий, а от состояния атмосферы, почвы, водной среды, внутреннего микроклимата зданий и даже от состояния отдельных предметов, участвующих в этих процессах. Повышение эффективности метеозависимой хозяйственной деятельности возможно только при условии перехода при прогнозировании погоды к микромасштабам. Современные технологии Интернета вещей позволяют сделать это экономически оправданным: выгода от перехода к микромасштабным прогнозам может превышать затраты на оборудование и инфраструктуру, позволяющие выполнять такие прогнозы.

Целью настоящей работы является создание прототипа системы прогноза значений локальных параметров окружающей среды, учитывающей локальные пространственные особенности.

В рамках данной работы была собрана модель метеостанции, которая измеряла локальные значения основных погодных параметров: температуры, относительной влажности и давления воздуха в условиях существенного влияния на значения этих параметров окружающих предметов.

Далее приведены результаты экспериментов по генерации сверхкраткосрочного прогноза температура воздуха вблизи стены здания, которое в силу его тепловой инерционности и создаваемой им тени существенно влияет на эту температуру, непрерывно изменяющуюся во времени, образуя временной ряд, который в свою очередь может быть использован для дальнейшего прогнозирования.

Прогнозирование временных рядов – это предсказание значения параметра на основе его последовательных значений в прошлом. К основным способам разработки прогноза относятся экстраполирование и моделирование [1]. В рамках данной работы применялся свободный от модели метод, предназначенный для исследования структуры временных рядов «Гусеница» [2].

В рамках данной работы была проведена обработка значений температуры, полученных локальной метеостанцией, рассчитан прогноз на несколько точек вперёд. Прогнозируемые значения сравнивались с экспериментальными.

Эксперимент проводился с использованием инфраструктуры сервиса ECOIMPACT. Данные о локальных параметрах среды собирались с помощью нескольких беспроводных метеостанций, построенных на базе плат NodeMCU, оборудованных датчиками BME280, которые регистрировали температуру, влажность и давление атмосферного воздуха. Данные с датчиков на локальный сервер тестовой

зоны Интернета вещей передавались с интервалом в 10 минут по Wi-Fi каналу. С локального сервера данные передавались через сеть Интернет на центральный сервер, обеспечивающий сбор, хранение и обработку данных со многих тестовых зон Интернета вещей сервиса ECOIMPACT. В качестве желаемой точности прогноза рассматривалась точность в 95% [3].

Далее приведены результаты эксперимента по сбору и прогнозированию температуры уличного воздуха вблизи кирпичной стены здания.

Результаты экспериментов и прогнозирования представлены на рис. 1. На рис. 1, а показан прогноз на 850 точек (6 дней) по ряду длины 4391 (30 дней), на рис. 1, б – прогноз на 850 точек (6 дней) по ряду длины 3246 (22 дня), на рис. 1, в – прогноз на 850 точек (6 дней) по ряду длины 1746 (12 дней). Синим цветом показаны измеренные значения, оранжевым – спрогнозированные.

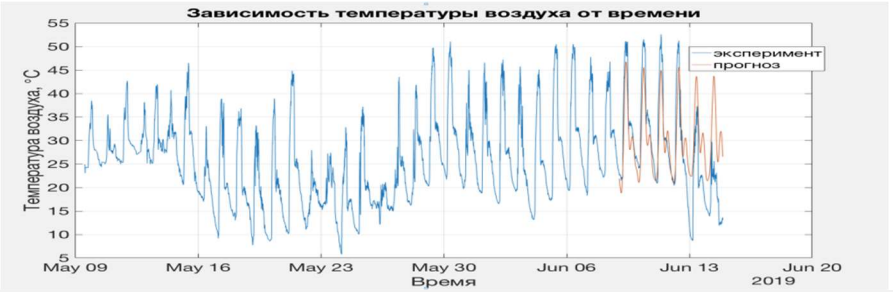


Рис. 1, а



Рис. 1, б



Рис. 1, в

Оценка качества прогноза для нескольких значений приведена в таблице 1.

В таблице представлены значения ошибки для трёх рядов данных длиной 4391, 3246 и 1746 соответственно. Ошибки рассчитаны для прогноза на 850 точек (6 дней, среднесрочный), 432 точки (трое суток, краткосрочный), 144 точки (сутки, краткосрочный), 72 точки (12 часов, краткосрочный), 36 точек (6 часов, сверхкраткосрочный), 6 точек (1 час, наукастинг) [4].

Табл.

	Длина исходного ряда	Ошибка прогноза, %					
		Прогноз на 850 точек	Прогноз на 432 точки	Прогноз на 144 точки	Прогноз на 72 точки	Прогноз на 36 точек	Прогноз на 6 точек
Ряд №1	4391	98,2	0,4	9,4	17,8	22,3	7,0
Ряд №2	3246	131,2	13,5	6,0	7,3	20,4	3,7
Ряд №3	1746	62,0	6,9	6,6	2,4	14,3	1,5

Значение ошибки прогноза рассчитано по формуле:

$$E_{rr} = \frac{|z(t) - Z(t)|}{z(t)}\ 100\%\,,$$

где $z(t)$ – фактическое значение временного ряда, $Z(t)$ – прогнозное.

Из табл. видно, что прогноз температуры воздуха на 6 дней (850 точек) имеет достоверность менее 40% для всех трёх длин исходного ряда. При этом прогноз на 1 час укладывается в заявленную точность 95% для рядов № 2 и 3. Использование для прогноза слишком длинной предыстории видимо не является оправданным, поскольку, как правило, приводит к увеличению ошибки, что может быть связано с тем, что при построении прогноза на текущие короткомасштабные по времени изменения данных, связанные с соответствующими короткомасштабными атмосферными процессами, начинают влиять исторические данные, которые с короткомасштабными

процессами не связаны. На основе полученных результатов можно сделать предварительный вывод, что использованный метод прогноза не очень хорошо подходит для прогноза погоды на несколько дней, но может быть эффективно использован для оценивания параметров среды (или объектов, находящихся в этой среде) на ближайшие несколько часов.

Прогноз на несколько часов особенно актуален для систем автоматического управления метеочувствительными техническими и биологическими объектами, например, системами отопления жилых зданий или теплиц, строительными принтерами, минипекарнями, робототехническими комплексами, выполняющими сельскохозяйственные полевые работы и т.п.

Полученные в ходе описанных исследований результаты хотя и являются предварительными, но, очевидно, показывают возможность и перспективность дальнейших исследований, направленных на оптимизацию работы метеочувствительных систем за счет построения краткосрочных прогнозов состояния среды, участвующей в функционировании этих систем.

[1] Кизбикенов К.О. Прогнозирование и временные ряды. – Барнаул: ФГБОУ ВО «АлтГПУ», 2017. 113 с.
[2] Главные компоненты временных рядов: метод «Гусеница» / Под ред. Д.Л. Данилова и А.А. Жиглявского. – СПб: Пресском, 1997. 308 с.
[3] http://method.meteorf.ru
[4] Лапина С.Н. Классификация метеорологических прогнозов, их оправдываемость и оценка экономической полезности. [Электронный ресурс] – Саратов: СГУ им. Н.Г. Чернышевского, 2014. 9 с.

ЭКСПЕРИМЕНТ ПО ПЕРЕДАЧЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФАР В ПРИЁМНЫХ И ПЕРЕДАЮЩИХ УСТРОЙСТВАХ

Я.А. Силашкин, А.Л. Умнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Для изучения возможности использования управляемых линейных пассивных рассеивателей совместно с фазированными антенными решётками для построения беспроводной системы связи был проведен эксперимент по передаче изображений.

Эксперимент состоял в передаче файла изображения с расширением .jpg в условиях неэкранированного помещения. В качестве такого помещения было выбрано помещение Лаборатории физических основ и технологий беспроводной связи. В ходе эксперимента было произведено 9 попыток передачи информации со скоростью 10 Кб/с. Рассеиватель размещался в одной из 9 точек помещения, затем настраивались приёмная и передающая антенны, и совершалась попытка передачи изображения.

В качестве антенн использовались антенные системы с возможностью секторного и кругового сканирования в горизонтальной плоскости, а также возможностью секторного сканирования в вертикальной плоскости [1]. Настройка антенн состояла в выборе оптимальных весовых коэффициентов, обеспечивающих наилучшую различимость информационного сигнала на фоне помех.

Рассеиватель управлялся с помощью платформы Arduino Uno, в которую было записано исходное изображение. Использовалась амплитудно-импульсная модуляция и крайние состояния линейного рассеивателя.

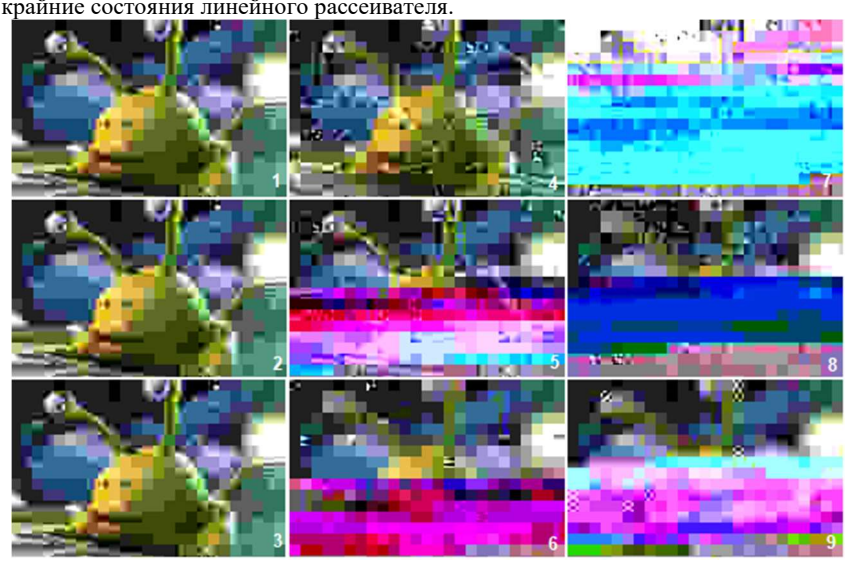


Рис.

Управление антеннами осуществлялось с помощью Arduino Uno через плату управления с цифро-аналоговым преобразователем. В качестве источника подсвечивающего поля использовался лабораторный ВЧ генератор излучающий немодулированный сигнал частотой 2399 МГц. Генератор подсветки работал в непрерывном режиме.

Приём сигналов осуществлялся с помощью HackRF One, после чего принятый оцифрованный сигнал обрабатывался на компьютере. Принятые изображения для всех положений рассеивателя представлены на рисунке.

В результате все попытки передачи информации были успешными. Количество ошибок в самом худшем случае составило 2,8%. Потеря качества изображения, несмотря на незначительное количество ошибок при передаче, объясняется структурой расширения .jpg. Использование алгоритмов исправления ошибок, а также других типов модуляции может значительно снизить количество неправильно принятых данных.

[1] Патент РФ № 2008122827/09 от 27.03.2010. Антенная система с круговым или секторным сканированием // Патент России № 2385518. 2010. Бюл. № 9 / Умнов А.Л., Шишалов И.С.

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА «ПОСТРОЕНИЕ КАНАЛА СВЯЗИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ SDR»

А.В. Будин, Я.А. Силашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Software-defined radio (SDR) – это концепция, согласно которой радиочастотная связь осуществляется посредством использования программного обеспечения (или прошивки) для решения задач обработки сигналов, которые обычно выполняются аппаратными средствами. Само устройство программно-определяемого радио представляет собой систему радиосвязи, в которой значительное количество функционала обработки сигналов можно воспроизвести программными средствами.

Если значительная часть радиочастотной системы управляется программно, следовательно, значительная часть функциональных возможностей системы может быть улучшена, модифицирована или даже переработана просто путём загрузки нового файла программы. На самом деле улучшения и модификации могут быть даже включены в существующее программное обеспечение. Система может быть спроектирована так, чтобы реагировать на событие или длительное состояние, автоматически меняя схему модуляции или алгоритм декодирования.

Однако SDR обычно требует обширной разработки программного обеспечения и сложного проектирования печатных плат. Кроме того, важные компоненты (высокопроизводительные преобразователи данных и мощный процессор) совсем не дешевы [1].

Данная технология позволяет заменить огромнейшее разнообразие существующих и разрабатываемых конструкций радиоприёмников и трансиверов, построенных по сложной гетеродинной схеме, на ограниченное число аппаратных блоков, работающих под управлением разрабатываемого программного обеспечения.

Несмотря на большие возможности SDR-технологий, до настоящего времени они не получили должного внимания при подготовке специалистов-радиофизиков. Представленная лабораторная работа имеет целью обеспечить первичное знакомство студентов с такой технологией, а также с основами цифровой обработки сигналов. Эта работа предназначена для студентов третьего курса радиофизического факультета, обучающихся по направлениям подготовки и специальностям 03.03.03 «Радиофизика», 02.03.02 «Фундаментальная информатика и информационные технологии», 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 10.05.07 «Противодействие техническим разведкам», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы».

Описание

В данной работе используется дешёвая с открытым исходным кодом платформа SDR – HackRF One (см. рис. 1). Она обладает следующими характеристиками:



Рис. 1

- диапазон частот: 1 МГц – 6 ГГц;
- полоса пропускания: 20 МГц:
- RX ADC bits (биты на вход): 8;
- RX DAC bits (биты на выход): 8;
- TX кабель: да;
- гнездо антенны: SMA female;
- дискретизация: 8 – 20 Msps;
- панадаптеры / приёмники: 0/1;
- полудуплексный ресивер;
- увеличение модности приёма и передачи, фильтр частот настраивается программно;
- программно-контролируемая мощность порта антенны: (50 мА на 3.3 В);
- штыревой разъём для подключения дополнительных плат, увеличивающих функциональность;
- интерфейс хоста: USB 2.0;
- поддерживаемые операционные системы: Windows, Linux, Mac.

У этого устройства прошивка с открытым исходным кодом. Оно совместимо с GNU Radio, SDR# и другими программами. Хорошая совместимость с Linux.

В качестве программного обеспечения используется GNU Radio. GNU Radio – это платформа, которая позволяет пользователям проектировать, моделировать и запускать высокоэффективные реальные радиосистемы [2]. Это очень модульная, ориентированная на потоковые графы структура, которая поставляется с обширной библиотекой блоков обработки, которые могут быть легко объединены для создания сложных приложений обработки сигналов. GNU Radio используется для огромного количества реальных приложений, включая обработку звука, мобильную связь, спутники наблюдения, радиолокационные системы, сети GSM, DRM (Digital Radio Mondiale) и многое другое – все это в программном обеспечении.

Данный софт сам по себе не является готовым продуктом для управления каким-либо конкретным оборудованием. Он также не предоставляет законченных приложений для конкретных стандартов радиосвязи (например, 802.11, ZigBee, LTE и т.д,), но он может быть использован для разработки и реализаций практически любого стандарта связи с ограниченным диапазоном частот.

К базовым концепциям GNU Radio относятся потоковые графы и блоки.

Потоковые графы – это графы, по которым идут потоки данных (см. рис. 2). Множество приложений GNU Radio содержат только потоковый граф и ничего более. Блоками называются узлы этого графа, по рёбрам которого «текут» потки данных.

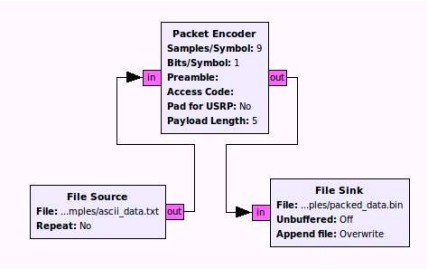


Рис. 2

Предлагаемая лабораторная работа состоит из трёх глав и включает в себя изучение теории SDR и основ цифровой обработки сигналов, инструментов и возможностей GNU Radio, описание установки и последовательность выполнения задания. При построении канала связи создаётся схема приёмной и передающей части, затем идёт выбор частоты модуляции, подходящих блоков, параметров фильтров. Далее следует проведение самого эксперимента, генерация и приём сигнала, ответы на вопросы, составление отчёта.

Заключение

В настоящее время SDR – одна из перспективных технологий радиосвязи. Эта технология позволяет разрабатывать приёмо-передающую аппаратуру, обеспечивающую поддержку широкого спектра стандартов связи. Перепрограммирование SDR – трансивера для его адаптации под другой стандарт связи не влечёт за собой изменения в аппаратной части.

Для знакомства с этой технологией подготовлена лабораторная работа «Построение канала связи с использованием SDR». Данная работа позволяет студентам третьего курса радиофизического факультета изучить основы SDR и ЦОС. После её выполнения они буду обладать навыками работы в GNU Radio, а также сумеют построить канал связи.

[1] Keim R. Introduction to Software-Defined Radio. 2017.
[2] http://microsin.net/adminstuff/others/gnuradio-short-reference.html

ПРИМЕНЕНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ ОСВЕЩЕНИЯ НАДВОДНОЙ ОБСТАНОВКИ

В.Ю. Лукичев, А.В. Лазовский, А.С. Хороших, С.М. Шаркова

БГТУ «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова

Существующие в настоящее время традиционные бортовые радиолокационные средства освещения надводной обстановки для летательных аппаратов не обеспечивают обнаружение малоразмерных и малоскоростных надводных объектов на фоне морской поверхности при волнении свыше 2 баллов. Такие объекты как катера, лодки и тому подобные надводные объекты обладают малой отражательной способностью.

Целью данной статьи является изложение результатов теоретических исследований применения сверхширокополосных сигналов в бортовых радиолокационных средствах при обнаружении малоразмерных и малоскоростных на фоне возмущенной водной поверхности.

Среднее значение эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) таких надводных объектов соизмеримо, а в ряде случаев и ниже, чем ЭПР отражений от морской поверхности. Это означает, что они не могут обнаруживаться в условиях интенсивной засветки создаваемой отражениями от морских волн при сильном волнении, при этом скорость движения таких объектов составляет единицы метров в секунду, что соизмеримо со скоростью движения морской поверхности. Дополнительно доплеровское смещение частоты отраженных от них сигналов соизмеримо с доплеровским смещением отражений от морских волн, что не позволяет использовать традиционную доплеровскую селекцию движущихся целей (СДЦ).

Фоновые отражения от морской поверхности изучаются достаточно длительное время, и имеются данные об их удельной ЭПР в широком диапазоне длин волн, законах распределения и ширине спектра флуктуаций амплитуд. Что же касается отражений сигналов от малоразмерных и малоскоростных надводных объектов, находящихся на поверхности воды или возвышающихся над ней на десятки сантиметров, то этот аспект проблемы практически не изучен.

В настоящее время отсутствуют данные о радиолокационных характеристиках таких объектов, по которым их можно обнаружить с помощью бортовых радиолокационных средств летательных аппаратов. Задача осложняется тем, что их радиолокационные свойства не могут изучаться изолированно от условий, в которых они находятся: состояния моря, гидрометеорологических условий и целого ряда других факторов.

Для обнаружения малоразмерных и малоскоростных надводных объектов, представляет интерес возможность использования отражений не только от надводных объектов, но и от гидродинамических образований, возбуждаемых при их движении по морской поверхности, а также поиск эффектов, которые могли бы использоваться для повышения контрастности их наблюдения.

Применение в современных бортовых радиолокационных средствах освещения надводной обстановки сверхширокополосных сигналов открывает новые возможности для повышения информативности получаемой информации о надводном объекте и окружающей его морской поверхности. Ширина спектра таких сигналов оказывает-

ся столь большой, что для различных частот падающего излучения коэффициент отражения от надводного объекта и подстилающей водной поверхности может существенно различаться. В этом случае приведение диапазона частот лоцирующего импульса в соответствие с диапазоном максимальных значений эффективной отражающей поверхности надводного объекта может дать существенный выигрыш в точности оценки динамических параметров надводного объекта. Методы генерации мощных наносекундных электромагнитных импульсов допускают оперативную перестройку параметров излучения сигналов и, в частности, изменение спектра излучения, что существенно повышает информативность сигнала.

ПРИМЕНЕНИЕ БЕСПРОВОДНЫХ СЕТЕЙ 5G В ГЕОГРАФИЧЕСКИ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ МНОГОПОЛЬЗОВАТЕЛЬСКИХ РЕШЕНИЯХ ВИРТУАЛЬНОЙ И ДОПОЛНЕННОЙ РЕАЛЬНОСТИ (VR/AR)

И.В. Подгорный, М.Ю. Комков

ООО «МАЦБКТ-СЭЗ»

Проблематика

VR/AR технологии к началу 2020 года по признанию ведущих компаний мира достигло уровня, достаточного для повсеместного применения на производстве с точки зрения как качества визуализации VR/AR контента (оборудование и программное обеспечение), так и качества контента в приложении к предметной области, интересной для индустриального сектора и сектора развлечений.

Успешно внедрено огромное количество стационарных решений с использованием технологий VR/AR в РФ и мире.

На май 2020 года имеются существенные препятствия для широкого распространения мобильных технологий VR/AR в индустрию массовых развлечений и для производственного сектора [1–3]:

- слабые возможности визуализации у полностью мобильного VR/AR оборудования, связанного с вычислительным блоком по беспроводной связи;
- высокие возможности визуализации у условно мобильного VR/AR оборудования, но обязательного наличие проводной связи со стационарным оборудованием, т.е. неприменимо для использования без привязки к конкретному физическому месту;
- высокая латентность беспроводных сетей: мобильных 4G, Wi-Fi (до версии 4: IEEE_802.11n);
- ограниченная пропускная способность в расчете на одного пользователя мобильных сетей 4G, общая недостаточная эффективность сетей 4G;
- существенные ограничения беспроводных сетей Wi-Fi в части количества одновременных пользователей, территориального покрытия, публичной доступности;
- базовые ограничения проводной сети, для пользователей, удаленных от сервера генерации информации, так как в общем случае поток данных между пользователем и сервером может проходить очень длинный и далеко не оптимальный путь.

Перечисленные недостатки совместно или по отдельности фактически приводят к физическим ограничениям деятельности человека, в настоящее время использующего VR/AR оборудование:

- разного рода задержки передачи данных по сети (так называемые лаги) больше 20 мс как от пользователя, так и к нему приводят к неадекватности формирования по времени визуальных или прочих виртуальных воздействий на человека, с индуцированной отрицательной реакцией организма типа кинетоз;
- недостаточная ширина канала передачи данных при использовании облегченных удобных для мобильного использования, но маломощных устройств визуализации VR/AR приводит к существенной деградации визуальной составляющей с последующим отказом человека от использования этими технологиями в виду недостаточного для восприятия качества.

Реализация VR/AR технологий в мобильном варианте

Все производители постоянно модернизируют VR/AR оборудование в направлении облегчения этих устройств, повышения их удобства в мобильном исполнении и производительности с точки зрения качества визуализации контента. К сожалению, необходимо отметить, что процесс идет недостаточно быстро для достижения качества стационарного VR/AR оборудования. Достаточный уровень только визуализации в мобильных доступных устройствах VR/AR может быть достигнут после 2023-2025 годов, но не раньше. В ближайшее время рассчитывать на необходимо-достаточное качество визуализации в высокомобильных удобных для использования на улице устройствах нельзя.

Проблема «последней мили» в виде сетевых задержек этого сегмента устраняется внедрением и использованием сетей 5G и Wi-Fi 6. Проблема генерации визуального контента для мобильных маломощных VR/AR устройств устраняется использованием облачных серверов генерации видеоконтента (NGC: сервер GPU в сети), максимально приближенный географически к пользователю. Проблема сетевых задержек за исключением «последней мили» при многопользовательском использовании технологий VR/AR решается применением Grid-вычислений в географически распределенном облаке с оптимальной синхронизацией данных между data-центрами по магистральным каналам [4]. Проблема сетевых задержек для выполнения алгоритмов искусственного интеллекта решается частичным или полным переносом выполнения этих алгоритмов на VR/AR устройства.

Выводы

Совместное использование технологий мобильной беспроводной связи 5G, географически распределенных серверов генерации VR/AR-контента и обеспечения многопользовательской работы, развивающийся edge computing (периферийные, или граничные вычисления, т.е. технологии точечных вычислений «на местах») позволяют внедрить крупные высокомобильные многопользовательские VR/AR решения, доступные для широкого круга географически распределенных пользователей.

[1] Дорожная карта развития «сквозной» цифровой технологии «Технологии виртуальной и дополненной реальности» – М: Минкомсвязи РФ, 2019. С. 10.
[2] https://vc.ru/future/109912-biznes-i-5g-vr.
[3] https://5g.co.uk/guides/5g-virtual-reality-and-augmented-reality/.
[4] Самоваров О.И., Кузюрин Н.Н., Грушин Д.А., Аветисян А.И., Михайлов Г.М. // В сб. трудов конф. «Научный сервис в сети Интернет: решение больших задач». – Новороссийск, 2008. С. 83.

Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий»

Заседание секции проводилось 25 мая 2020 г.
Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Электродинамика» **5**
Е.А. Широков Численный анализ самосогласованных стационарных плазменно-волновых структур, формируемых при ионизационном самоканалировании квазиэлектростатических волн 6
В.Б. Гильденбург[1, 2], И.А. Павличенко[1, 2] Неустойчивочть поверхностного плазмона, возбуждаемого на фронте волны пробоя, создаваемой сфокусированым лазерным импульсом в прозрачном диэлектрике 9
*И.В. Осовицкая[1, 2], В.А. Костин[1, 2], Н.В. Введенский[1, 2]*Генерация терагерцового излучения при ионизации газов трехцветными фемтосекундными лазерными импульсами 13
И.Д. Ларюшин[1, 2], В.А. Костин[1, 2], Н.В. Введенский[1, 2] Генерация терагерцового излучения с использованием многоцветных ионизирующих импульсов 17
А.А. Романов[1, 2], А.А. Силаев[1, 2], Т.С. Саранцева[3], М.В. Фролов[3], Н.В. Введенский[1, 2] Многоэлектронные эффекты при генерации высоких гармоник оптического излучения в ксеноне 20
О.В. Мартынова[1)], С.В. Курашкин[2)], А.П. Савикин[1)] Экспериментальное исследование термооптического эффекта в кристаллах Cr:ZnSe и Cr:CdSe 24
И.А. Заболотный[1)], А.И. Малеханов[1, 2)] К вопросу об оптимальной обработке многомодового сигнала в случайно-неоднородном волноводе 28
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика» **33**
В.А. Еголин, А.В. Маругин, А.П. Савикин Анализ люминесцентных свойств оптической керамики, легированной ионами Ho^{3+}, на основе модели Джадда-Офельта 34
А.А. Фролов, В.В. Шарков Автоматизация исследования и моделирование процессов в Nd:YAG лазере с боковой диодной накачкой 38
М.А. Горчаков, А.В. Маругин Применение инфракрасной абсорбционной спектроскопии для регрессионного анализа углеводородных смесей 41
Э.К. Иванов[1, 2], Д.Е. Святошенко[1, 2] Разработка алгоритма Монтажа микрооптики для диодных линеек 45
А.В. Маругин Метрологические характеристики полупроводниковых лазерных излучателей с волоконной брегговской решеткой 48
А.Р. Мельчанов[1)], Д.Е. Святошенко[1, 2)] Сравнительный анализ типов калибровочных структур, используемых при изготовлении вертикально излучающих лазеров 51
И.Д. Самойлов, А.П. Савикин Система стабилизации мощности генерации лазера на кристалле $YVO_4:Nd^{3+}$ с диодной накачкой 54
Р. Шахин[1)], А.П. Савикин[1)], С.В. Курашкин[2)] Нелинейные оптические свойства селенида цинка 58
К.Э. Сумачев, А.П. Савикин, В.В. Шарков Измерение пространственных характеристик лазерного излучения YAP:Tm3+ лазера с применением камеры ПЗС 61
К.Э. Сумачев, А.П. Савикин Моделирование механизмов переноса энергии между ионами Ho^{3+} и Yb^{3+} в матрице ZBLAN при накачке излучением длиной волны 1,94 мкм 64

Секция «Электроника»..... **69**
А.Д. Боженькина, И.Ю. Забавичев, М.Ю. Кудряшов, К.А. Наседкин, Е.С. Оболенская, С.В. Оболенский, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова, А.Ю. Чурин Разработка методов и средств расчетно-экспериментального моделирования физических процессов в перспективных нанометровых полупроводниковых гетероструктурах при воздействии излучений космического пространства..... 70
И.Ю. Забавичев[1)], В.А. Козлов[2)], Е.С. Оболенская[1)], С.В. Оболенский[1)], Д.Г. Павельев[1)], А.А. Потехин[1)], А.С. Пузанов[1)], Е.А. Тарасова[1)], А.Ю. Чурин[1)] Терагерцовое детектирование процессов формирования и стабилизации кластера радиационных дефектов в гетеронаноструктурах для повышения точности расчетно-экспериментальной оценки радиационной стойкости изделий наноэлектроники..... 73
И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, С.В. Оболенский, А.А. Потехин, А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова Разработка высокопроизводительных методов проектирования радиационно-стойких терагерцовых приборов для космических телекоммуникационных систем 77
И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов Анализ динамики формирования плотных кластеров радиационных дефектов с помощью метода молекулярной динамики 82
И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов Оценка влияния единичных кластеров радиационных дефектов на работоспособность перспективных полупроводниковых приборов микро- и наноэлектроники..... 86
В.А. Козлов[1)], Е.С. Оболенская[2)], С.В. Оболенский[2)], Д.Г. Павельев[2)], А.С. Пузанов[2)], Е.А. Тарасова[2)] Моделирование радиационных эффектов в субмикронных диодных и транзисторных гетероструктурах миллиметрового диапазона длин волн..... 89
А.А. Корягин, И.Ю. Забавичев Обработка результатов моделирования процесса развития каскада атомных смещений, полученных с помощью высокопроизводительных вычислений на суперкомпьютере «Лобачевский»..... 92
В.А. Луковкина, И.Ю. Забавичев Обеспечение информационной безопасности процесса измерений поверхности полупроводниковых структур с помощью атомно-силового микроскопа..... 96
К.А. Наседкин[1)], А.С. Пузанов[1)], А.Д. Кустарева[2)], А.Д. Боженькина[1)], М.С. Муравьев[1)], Г.М. Алимирзоев[1)] Особенности протекания процессов в МОП-структурах при воздействии проникающих излучений 98
С.В. Овчинников, А.А. Потехин, И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов Проведение измерений реакции изделий микроэлектроники на радиационное воздействие при помощи передвижного аппаратно-программного комплекса с учетом обеспечения мер информационной безопасности..... 100
Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Наседкин К.А., Пузанов А.С Особенности переносаносителей заряда в субмикронных полупроводниковых структурах сформирующимися радиационными дефектами. 104
А.С. Пузанов, А.А. Потехин, И.Ю. Забавичев, К.А. Наседкин, С.В. Оболенский Оценка влияния RLC-параметров межсоединений транзисторов на сбоеустойчивость ячеек быстродействующей статической памяти при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства и излучений их имитирующих 108

А.Р. Сазонов, А.С. Пузанов Прямая задача восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий 111
Е.А. Тарасова, С.В. Оболенский, С.В. Хазанова, Н.Н. Григорьева, О.Л. Голиков, А.С. Пузанов, А.Д. Боженькина Особенности методов расчетной оценки сток-затворных характеристик транзисторов с высокой подвижностью электронов для анализа интермодуляционных искажений..... 115
Секция «Излучение и распространение радиоволн» **119**
Н.В. Бахметьева[1)], Г.И. Григорьев[1)], И.Н. Жемяков[2)], Е.Е. Калинина[1)], А.В. Толмачева[1)] Динамика нижней ионосферы земли по наблюдениям на стенде сура в 2018–2019 гг. 120
Н.В. Бахметьева[1)], Г.Р. Виноградов[2)], В.Д. Вяхирев[1)], Е.Е. Калинина[1)] Вариации скорости турбулентного движения в мезосфере и нижней термосфере Земли по наблюдениям на стенде СУРА в 2015–2019 гг..... 124
Г.И Григорьев[1)], Т.М. Заборонкова[2)], Л.П. Коган[3)] Интенсивность поля плоской волны, рассеянной на слое с произвольной амплитудой флуктуаций..... 128
Г.И. Григорьев [1)], В.Г.Лапин [2)] Возбуждение внутренних гравитационных волн внешними источниками в атмосфере при наличии переменного во времени ветра. 132
В.Р. Хашев[1)], А.В. Шиндин[1)], Е.Н. Сергеев[1)], С.М. Грач[1)], E. Nossa[2)], M.P. Sulzer[3)] Пространственная структура искусственной ионосферной турбулентности – по данным измерений сигналов радара некогерентного рассеяния и искусственного радиоизлучения ионосферы в 2018 г. на стенде Аресибо. 136
Л.П. Коган[1)], И.Т. Бубукин[2)], В.Б. Штенберг[1)] О связи процесса подготовки землетрясений с зенитным расстоянием Солнца..... 140
Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач О возможности диагностики параметров атмосферы и ионосферы на высотах 250-350 км с помощью эффекта подавления фонового оптического свечения при нагреве мощным радиоизлучением 144
О.А. Шейнер, В.М. Фридман Особенности микроволнового солнечного излучения, предшествующего регистрации геоэффективных корональных выбросов массы..... 148
О.А. Шейнер Оценка потенциальной геоэффективности корональных выбросов массы по солнечному микроволновому радиоизлучению..... 152
А.В. Шиндин[1)], А.В. Рябов[1)], С.П. Моисеев[1)], Д.А. Когогин[2)], В.Р. Хашев[1)], Д.С. Максимов[2)], А.В. Соколов[2)] Развитие методик дистанционной диагностики ионосферной плазмы в радиодиапазоне
..... **Ошибка! Закладка не определена.**
В.П. Урядов[1, 2)], Ф.И. Выборнов[1, 3)], А.А. Пиченено1)], А.В. Першин[1)] Вариации ключевых параметров ионосферного КВ канала на субаврорaльной трассе в условиях магнитно-ионосферной возмущенности в октябре 2016 год 156
Ф.И. Выборнов[1, 4)], Е.Ю. Зыков[2)], А.А. Колчев[2)], А.В. Першин[1)], А.Г. Чернов[3)], В.В. Шумаев[3)] Регистрация перемещающихся ионосферных возмущений системой синхронно работающих ЛЧМ ионозондов..... 160
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»..... **166**

Д.И. Болотов[1)], М.И. Болотов[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)], Г.В. Осипов[1)], А.С. Пиковский[3, 1)] Пространственно-однородные и химерные режимы в системе нелокально связанных фазовых осцилляторов с диффузионной связью 167
Д.И. Большаков, В.П. Деревяшкин, М.А. Мищенко, В.В. Матросов Исследование нейроноподобного генератора с возбудимым и автоколебательным режимом 171
Д.С. Хорькин[1)], М.И. Болотов[1)], В.О. Муняев[1)], Л.А. Смирнов[2, 1)], Г.В. Осипов[1)] Вращательные состояния с потерей симметрии в цепочке связанных маятников 175
Н.С. Ковалева, М.А. Мищенко, В.В. Матросов Эффекты рабочей памяти сети с перекрывающимися связями 179
С.Ю. Маковкин, С.Ю. Гордлеева, М.В. Иванченко Астроцитарно-индуцированная перемежающаяся синхронизация нейронов в малых ансамблях 182
А.А. Сутягин, О.И. Канаков Характер флуктуаций в конкурентной стратегии обучения коллективного классификатора 186
А.М. Тузиков, А.В. Половинкин Зависимость от внешнего магнитного поля оптимального управления переключением магнитной ячейки памяти 190
А.С. Васин, М.А. Мищенко Исследование синхронизации пачечных колебаний пары взаимодействующих нейроподобных генераторов 194
И.И. Юсипов, М.В. Иванченко Количественная оценка диссипативного квантового хаоса по статистике времен между квантовыми скачками 197
Д.А. Злобин, В.В. Клиньшов Среднеполевая динамика неоднородной популяции тета нейронов 201
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение» **206**
Д.А. Пальгуев[1)], Е.С. Фитасов[1)], А.Б. Борзов[2)], Г.Л. Павлов[2)], Д.А. Васильев[2)] Оценка вероятности объединения информации радиолокационных измерений от пространственно-разнесенных источников 207
Д.А. Пальгуев, В.Ю. Семенов Матричный метод обработки массивов динамически изменяющихся данных 213
А.А. Адёркина[1 ,2)], Я.П. Гагиев[2)], Е.Ю. Калынова[2)], Д.А. Куров[2)] Применение симулятора физического уровня при разработке малой соты для мобильных сетей пятого поколения 218
С.И. Муякшин[1)], И.Н.Диденкулов[1)], П.Н.Вьюгин[1)], В.В.Чернов[2)] Использование изгибных волн для обнаружения и локализации неоднородностей в тонкостенных конструкциях 222
А.И. Реутов[1)], В.А. Анфертьев[2)], М.Б. Черняева[1, 2)] Автоматизированный метод определения частотных характеристик тгц импульсных квантовых каскадных лазеров 226
А.О. Щербак Микроархитектурная оптимизация производительности программных систем 230
Н.С. Морозов, В.Н. Бугров Цифровые компенсаторы частотной дисперсии на основе фазовых бих-фильтров 234
Е.С. Фитасов[1)], Е.В. Леговцова[1)], М.А. Борисова[1)], Ю.В. Митрофанова[1)], В.В. Насонов[2)] Оценка когерентных свойств радиолокационных сигналов с флуктуациями фазы 238

Е.В. Леговцова[1)], Е.С. Фитасов[1)], Д.А. Васильев[2)], А.Б. Борзов[2)], Г.Л. Павлов[2)] Проекционный метод доплеровской фильтрации радиолокационных сигналов, отраженных от малоскоростных воздушных объектов 241

Секция «Общая физика» **245**
И.Р. Хайрулин[1)], М.Ю. Емелин[1)], М.Ю. Рябикин[1, 2)] Эффект конечности размера атомарного диполя при генерации высоких гармоник в диапазоне длин волн порядка или менее нанометра 246
А.О. Королева[1, 2)], Т.А. Одинцова[2)], М.Ю. Третьяков[2)], O. Pirali[3)], A. Campargue[4)] Исследование поглощения водяного пара в дальнем ИК диапазоне для атмосферных приложений 248
А.А. Разова[1)], В.В. Румянцев[2)], Л.С. Бовкун[3)], В.Я. Алешкин[2)], Н.Н. Михайлов[4)], С.А. Дворецкий[4)], С.В. Морозов[2)] Исследование спектров фотопроводимости, магнитопропускания и длинноволнового стимулированного излучения в гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe 252
Е.О. Смолина[1)], Д.А. Смирнова[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)] Распространение нелинейных волновых пакетов вдоль топологических доменных стенок 256
Д.А. Войтович[1)], А.В. Коржиманов[1, 2)] Влияние продольной температуры электронов на устойчивость Стационарной структуры при ускорении ионов радиационным давлением в режиме «плуга» 259
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи» **263**
А.Н. Андреев[1)], О.А. Морозов[1)] Применение метода Multitaper spectrum estimation для построения и анализа спектрограмм сигналов 264
Д.Е. Бурланков[1)], О.А. Морозов[1)] Метод оценки погрешностей в задаче моноимпульсной пеленгации 267
Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов Оптимизация расстояния между поднесущими OFDM-системы с несущей частотой 100 ГГц 270
В.С. Сергеев, А.В. Елохин, А.О. Кокарев, О.В. Болховская Разработка трехмерной модели авиационного канала связи на основе опубликованных экспериментальных данных 274
В.Т. Ермолаев, А.Г. Флаксман, О.А. Шмонин Оценка двухмерных угловых координат источников излучения с помощью корневого варианта метода минимального многочлена 278
И.В. Гринь, О.А. Морозов Оценка радионавигационных параметров источников широкополосного излучения на основе статистического анализа взаимной функции неопределенности 282
Л.П. Коган[1)], А.В. Гордецов[2)], О.В. Красникова[2)], А.А. Яблоков[3)] Обнаружение процессов с высоким уровнем детерминированности в шумах сложной биологической системы 286
А.О. Кокарев, И.С. Сорокин, А.Г. Флаксман Эффективность порогового метода оптимизации вероятности битовой ошибки в релейной MIMO-системе 290
В.В. Купцов, О.А. Шмонин, С.Н. Трушков, А.С. Михайлова Сравнительный анализ эффективности применения алгоритмов сверхразрешения при оценке параметров параметрического метода предсказания канала для высокомобильных пользователей в LTE системах связи 294

Г.В. Морозов, А.В. Давыдов Исследование влияния фазового шума на сигналы системы связи пятого поколения 5G NR с ортогональным частотным мультиплексированием в диапазоне 52—71 ГГц 298
В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Исследование характеристик обнаружения сигнала для многоэлементных антенных решеток путем компьютерного моделирования 302
Секция «Акустика» **311**
Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова О влиянии отражающих свойств донных пород на дистанционную акустическую диагностику расположенных на дне дискретных случайных неоднородностей 312
А.В. Иванова[1)], А.Е. Спивак[1)], А.А. Лисин[1)], И.Ю. Демин[1)], П.И. Рыхтик[2)], Д.В. Сафонов[3)] Измерения вязких и упругих характеристик фантомов биологических тканей. 314
В.И. Калинина[1, 2)], А.И. Хилько[1, 2)], И.П. Смирнов[2)], А.И. Малеханов[1, 2)] Разработка послойного алгоритма оценки геофизических параметров донных слоев с помощью когерентных сейсмоакустических импульсов методами стохастического моделирования 317
В.И. Калинина[1, 2)], А.И. Хилько[1, 2)], А.И. Малеханов[1, 2)] Эксперименты по реконструкции параметров донных слоев в Черном море при использовании когерентных сейсмоакустических импульсов в присутствии реверберационных помех и шумов судоходства 321
Е.М. Калинкина, И.Ю. Демин Аналитическое и численное исследование акустических волн в среде со степенной зависимостью коэффициента поглощения от частоты 325
В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко Пилообразные волны в кольцевом резонаторе с квадратичной нелинейностью и линейной диссипацией 328
Т.С. Корчагина[1)], И.Н. Диденкулов[1, 2)], Н.В. Прончатов-Рубцов[1)] Действие радиационной силы на пузырьки в акустических системах 332
М.С. Лабутина[1)], А.И. Малеханов[1,2)], А.В. Смирнов[2)] Коэффициент усиления вертикальной антенной решетки в случайно-неоднородном подводном звуковом канале: оценка влияния положения элементов в канале как фактора повышения эффективности обработки сигналов 335
А.А. Лисин, Е.М. Калинкина Вычислительный комплекс с графическим интерфейсом для моделирования сдвиговых волн в мягких биологических тканях 339
Н.А. Миронов Методы выделения речевых сигналов из смеси с использованием распределенных в пространстве микрофонных массивов 342
В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)] Низкочастотные гистерезисные эффекты в резонаторе из кварцита 345
А.И. Малеханов[1, 2)], А.В. Смирнов[1)] Сравнительный анализ квазиоптимальных методов пространственной обработки частично-когерентного сигнала, принимаемого на фоне интенсивной помехи 349
А.Е. Спивак, И.Ю. Демин Измерение сдвигового затухания в мягких биологических тканях с использованием акустической системы Verasonics 353
А.В. Тюлькин, И.Ю. Грязнова Численное моделирование обратного рассеяния при наклонном акустическом зондировании океанического дна, содержащего дискретные случайные неоднородности 356

С.Н. Гурбатов[1)], В.В. Курин[1)], Д.А. Касьянов[2)], М.С. Дерябин[1, 2)] , А.В. Тюрина[1)] Исследование дифракции интенсивных акустических пучков на круглом отверстии 358
Ю.М. Заславский[1)], В.Ю. Заславский[1, 2)] 3d численное моделирование объемной и поверхностной волн, возбуждаемых в плавно стратифицированной осадочной донной толще 362
А.А. Зыков[1), 2)], А.Л. Матвеев[2)], Л.А. Матвеев[2)], В.Ю. Зайцев[2)] Численное моделирование динамики спекл-структуры ОКТ-сканов при регулярных и случайных движениях рассеивателей в контексте развития ОКТ-ангиографии 366
А.Л. Вировлянский[2)], М.С. Дерябин[1, 2)], В.К. Бахтин[1, 2)] Применение метода эквивалентных источников для калибровки излучателей звука в бассейне с отражающими стенками 370
И.Ю. Демин, М.А. Петрова, П.М. Синицын Возможности эластографии сдвиговой волны в задачах диагностики скелелетных мышц 374
Секция «Математическое моделирование процессов и систем» **379**
А.А. Дубков[1)], Б. Спаньоло[2)], Б. Дыбиец[3)], Д. Валенти[2)] Задержка распада метастабильного состояния нелинейной системы шумом с распределением коши .. 380
К.В. Горохов, А.В. Колобков, Д.В. Хитева Оптимизация структуры блокового перемежителя для ofdm-систем связи относительно параметров радиоканала 384
А.И. Калякулина, И.И. Юсипов, М.В. Иванченко Статистический анализ данных метилирования для поиска связанных с полом биомаркеров-предикторов возраста 388
Н.Е. Казачек О возможности использования шумов в методе акустической эмиссии 391
А.А. Харчева[1)], А.А. Дубков[1)], Б. Дыбиец[2)] Мультистабильность в нелинейных динамических системах, вызванная воздействием цветных шумов 394
В.М. Овсянникова, А.В. Шиндин Метод конечных разностей во временной области в задачах визуализации распространения электромагнитных волн в диспергирующих анизотропных средах 398
И.С. Павлов[1, 2)], А.В. Муравьева[1)] Математическая модель простой кубической решетки кристалла фуллерита 402
М.С. Синицина, С.Ю. Гордлеева, В.Б. Казанцев, Е.В. Панкратова Регулярные и нерегулярные изменения концентрации кальция в астроцитах 406
И.Н. Солдатов Струйные закрученные течения вязкой жидкости и собственные функции несамосопряженного оператора rot 409
Секция «Стохастические мультистабильные системы» **414**
A. Carollo[1,2)], B. Spagnolo[1,2)], D. Valenti[2)] Multi-parameter estimation, criticality and quantum-ness 415
C. Guarcello[1)], D. Valenti[2)], B. Spagnolo[2)], V Pierro[3)], G Filatrella[3)] Effects of a Lèvy noise source on the switching current distributions of a short josephson tunnel junction 418
Д.В. Гусейнов[1)], И.В. Матюшкин[2)] Хаотическая динамика в модели мемристора второго порядка. Численный эксперимент 422
И.М. Кипелкин, В.В. Сдобняков, С.А. Герасимова, В.Б. Казанцев Разработка нейроноподобного генератора на основе мемристивного устройства 426
М.А. Мищенко, Д.В. Гусейнов, А.Н. Михайлов Эффект кратковременной пластичности в модели мемристора второго порядка 428

К.Э. Никируй[1)], А.В. Емельянов[1,2)], В.В. Рыльков[1)], В.А. Демин[1,3)] Хеббовское обучение мемристивных импульсных нейронных сетей 432
А.С. Новиков[1)], Д.О. Филатов[1)], Д.А. Антонов[1)], И.Н. Антонов[1)], Б. Спаньоло[1,2)] Генерация случайного телеграфного шума на контакте АСМ-зонда к поверхности пленки $ZrO_2(Y)$ 436
Е.В. Окулич[1)], В.И. Окулич[2)], А.Н. Михайлов[1)], Д.И. Тетельбаум[1)] Молекулярно-динамическое моделирование влияния облучения ионами Si^+ на структуру диоксида кремния 440
В.А. Шишмакова[1)], Д.О. Филатов[1)], А.И. Белов[1)], Д.С. Королёв[1)], И.Н. Антонов[1)], Д.В. Гусейнов[1)], А.Н. Михайлов[1)], Н.В. Агудов[1)], А.А. Дубков[1)], Б. Спаньоло[1,2)] Экспериментальное обнаружение стохастического резонанса в мемристорах 444
B. Spagnolo[1,2)], A. Carollo[1,2)], C. Guarcello[3)], N. Agudov[1)], A. Dubkov[1)], D. Persano Adorno[2)], D. Valenti[2)] Nonequilibrium phenomena and metastability in mesoscopic and quantum systems 446
Д.В. Суняйкин[1)], А.В. Якимов[1)], А.В. Клюев[1)], О.Н. Горшков[1)], Д.О. Филатов[1)], Д.А. Антонов[1)], А.Н. Михайлов[1)], P. Dimitrakis[2)], B. Spagnolo[1,3,4)] Анализ деградационных процессов в мемристивных элементах хранения информации 450
Н.И. Штрауб[1)], А.В. Якимов[1)], А.В. Клюев[1)], О.Н. Горшков[1)], Д.О. Филатов[1)], В.С. Кочергин[1)], B. Spagnolo[1,2,3)] Анализ атомных диффузионных процессов в мемристоре как энергонезависимом устройстве хранения информации…….. 454
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность» **459**
А.А. Горбунов, А.Г. Леонова Оценка численных параметров контейнеров с нетривиальной статистикой в стеганографических алгоритмах 460
И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков Применение фильтра последовательного сглаживания в задаче пассивной локации летательных аппаратов 463
А.Д. Конюхов, Д.В. Демьяненко Реализация dns-запросов без использования штатных средств ОС Windows 467
С.В. Корелов[1)], А.М. Петров[1)], Л.Ю. Ротков[2)], А.А. Горбунов[2)] К вопросу об определении численного значения параметра в модели электронных писем 471
В.Д. Мышленник, С.П. Никитенкова Применение машинного обучения для обнаружения сетевых атак 475
Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков Обзор статистических методов классификации сетевого трафика 478
А.А.Рябов, М.А.Тетеркин Подход к системе аутентификации в распределённых сетях. 482
А.А. Горбунов, Е.В. Тюленева Ускорение вычислений в криптографическом протоколе интернет-соединения для нового поколения микроархитектуры ЦП 485
Р.А. Васильев, Л.Ю. Ротков Применение фонетического анализа речи для выявления нестабильных сотрудников в организации 488
Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий» . **495**

А.Л. Умнов[1)], А.В. Князев[1)], Р.Д. Благин[1)], Д.А.Беспалов[1)], И.С. Волгин[1)], Д. Говедарица[2)], А.Е. Тараканова[1)], Б. Янкович[2)] Распределенная сетевая система микрореакторов для умных городов 496
Н.К. Жданов, Д.В. Федяков, И.В. Седунов Создание vr-среды и интерфейсов для визуализации и взаимодействия со сложной технической системой 502
Н.К. Жданов, Д.В. Федяков, И.В. Седунов Реализация взаимодействия vr-среды со сложной технической системой (на примере зоны интернета вещей) 505
А.В. Будин, Д.А. Беспалов, А.Л. Умнов Система прогнозирования локальных погодных параметров 508
Я.А. Силашкин, А.Л. Умнов Эксперимент по передаче изображений с помощью линейных рассеивателей с использованием ФАР в приёмных и передающих устройствах 512
А.В. Будин, Я.А. Силашкин Лабораторная работа «построение канала связи с использованием SDR» 514
В.Ю. Лукичев, А.В. Лазовский, А.С. Хороших, С.М. Шаркова Применение сверхширокополосных сигналов в радиолокационных системах освещения надводной обстановки 517
И.В. Подгорный, М.Ю. Комков Применение беспроводных сетей 5G в географически распределенных многопользовательских решениях виртуальной и дополненной реальности (VR/AR) 519
Содержание **522**

Труды
XXIV научной конференции по радиофизике, посвящённой 75-летию радиофизического факультета

Нижний Новгород, 13 — 31 мая 2020 г.

Отв. редактор В.В. Матросов

Публикуется в авторской редакции

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Электронный формат издания PDF

Адреса электронного ресурса:
http://www.rf.unn.ru/nauka/konferentsii/rf-conf-2020-book/