`Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

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

Труды
XXV научной конференции
по радиофизике

Нижний Новгород, 14 — 26 мая 2021 г.

Нижний Новгород
2021

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841
Т-78

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

Т-78 **Труды XXV научной конференции по радиофизике,** (Нижний Новгород, 14—26 мая 2021 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2021. – 562 с.

ISBN 978-5-91326-701-6

В сборник включены материалы докладов XXV научной конференции по радиофизике, проходившей 14—26 мая 2021 г. на радиофизическом факультете Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (ННГУ) с участием иностранных докладчиков. Тематика докладов охватывает основные научные направления, развиваемые на факультете. Работы выполнены сотрудниками, аспирантами и студентами ННГУ, а также сотрудниками научно-исследовательских институтов и высокотехнологичных предприятий Нижнего Новгорода.

Издаётся по решению ученого совета радиофизического факультета ННГУ.

ISBN 978-5-91326-701-6

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2021

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings
of the XXV Scientific Conference
on Radiophysics

Nizhny Novgorod, May 14-26, 2021

Nizhny Novgorod
2021

Proceedings of the XXV Scientific Conference on Radiophysics (Nizhny Novgorod, May 14-26, 2021). Nizhny Novgorod: UNN, 2021. – 562 p.

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

The proceedings include the papers presented at the 25th Conference on Radiophysics (May 14-26, 2021, Nizhny Novgorod), which was organized by the Faculty of Radiophysics of the National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod. The scope of the conference covers all main research directions of the faculty. The papers were contributed by scientists and students of the university, researchers from the academic institutes and hi-tech companies of Nizhny Novgorod, and foreign participants. The proceedings have been approved by the Academic Council of the Faculty of Radiophysics.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА БЕСКОНЕЧНО ДЛИННОМ ПРОВОДЯЩЕМ ЦИЛИНДРЕ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Е.А. Широков

Институт прикладной физики РАН

Введение

Задача о рассеянии электромагнитной волны на металлическом цилиндре в вакууме [1] была решена много лет назад. Однако аналогичная задача для случая, когда идеально проводящий цилиндр окружён магнитоактивной плазмой, ранее рассматривалась только для некоторых частных случаев (см., например, [2]).

В данной работе рассматривается задача о рассеянии электромагнитной волны на бесконечно длинном проводящем цилиндре, параллельном оси анизотропии, в холодной магнитоактивной плазме для произвольного (но допустимого дисперсионными свойствами плазменной среды) угла волновой нормали этой волны. Получено строгое аналитическое решение данной задачи, найдены и проанализированы основные характеристики рассеяния.

Постановка задачи

Рассматривается холодная магнитоактивная плазма с тензором диэлектрической проницаемости

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0 \\ ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \qquad (1)$$

в частотном диапазоне $\omega_{ce}/2 < \omega < \omega_{ce} \ll \omega_{pe}$, где ω_{ce} и ω_{pe} – циклотронная и плазменная частоты электронов соответственно; зависимость от времени выбрана в форме $\exp(i\omega t)$. В этом диапазоне $\varepsilon > 0$ и $\eta < 0$. В плазму помещён идеально проводящий бесконечно длинный круговой цилиндр, параллельный внешнему магнитному полю, с радиусом a. На этот цилиндр падает плоская электромагнитная волна с волновым вектором $\mathbf{k}_i$, лежащим в плоскости (x, z) и составляющим угол θ_i с осью z, которая направлена вдоль внешнего магнитного поля. В силу дисперсионных свойств плазмы угол θ_i может меняться от нуля до резонансного значения $\theta_{res} = \mathrm{arctg}\sqrt{|\eta/\varepsilon|}$. Комплексные амплитуды напряжённостей электрического ($\mathbf{E}_i$) и магнитного ($\mathbf{H}_i$) полей этой волны

$$\begin{bmatrix} \boldsymbol{E}_i \\ \boldsymbol{H}_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \boldsymbol{e}_i \\ \boldsymbol{h}_i \end{bmatrix} exp[-ik_0(q_i x + p_i z)], \qquad (2)$$

где k_0 – волновое число в вакууме, определяются её волновым вектором из поляризационных соотношений при дополнительном условии нормировки $|\mathbf{E}_i| = 1$.

Решение

Рассматриваемая задача допускает разделение переменных. Поле рассеянной волны будем искать в виде

$$\begin{bmatrix}\boldsymbol{E}_s\\ \boldsymbol{H}_s\end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix}\boldsymbol{\mathcal{E}}_m(\rho)\\ \boldsymbol{\mathcal{H}}_m(\rho)\end{bmatrix} exp(-im\varphi - ik_0 p_i z), \tag{3}$$

где ρ и φ – радиальная и азимутальная координаты цилиндрической системы (ρ, φ, z) соответственно.

В результате z-компоненты векторов $\boldsymbol{\mathcal{E}}_m$ и $\boldsymbol{\mathcal{H}}_m$ принимают вид [3]

$$\begin{bmatrix}\mathcal{E}_{m,z}(\rho)\\ \mathcal{H}_{m,z}(\rho)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i/\eta \\ -1/Z_0\end{bmatrix} \sum_{k=1}^{2} A_{k,m} \begin{bmatrix} n_k \\ 1\end{bmatrix} q_k H_m^{(1)}(k_0 q_k \rho), \tag{4}$$

где Z_0 – волновое сопротивление вакуума, выражения для n_k и q_k приведены в монографии [3], индексы k = 1 и 2 соответствуют двум собственным модам неограниченной плазменной среды – затухающей (k = 1) и распространяющейся (k = 2). В соотношение (4) входит функция Ханкеля I рода $H_m^{(1)}(\cdot)$ в соответствии с условием излучения на бесконечности в анизотропной среде [4]. Остальные компоненты векторов $\boldsymbol{\mathcal{E}}_m$ и $\boldsymbol{\mathcal{H}}_m$ выражаются через $\mathcal{E}_{\mathrm{m,z}}$ и $\mathcal{H}_{\mathrm{m,z}}$ [3].

Коэффициенты возбуждения $A_{k,m}$ определяются из электродинамических граничных условий на поверхности идеально проводящего цилиндра:

$$A_{1,m} = -\frac{\Phi_m Z_{2,m} - \Phi_{2,m} Z_m}{\Phi_{2,m} Z_{1,m} - \Phi_{1,m} Z_{2,m}}, \quad A_{2,m} = \frac{\Phi_m Z_{1,m} - \Phi_{1,m} Z_m}{\Phi_{2,m} Z_{1,m} - \Phi_{1,m} Z_{2,m}}, \tag{5}$$

где

$$\Phi_{k,m} = i\left[H_{m+1}^{(1)}(k_0 q_k a) + \frac{m q_k (n_k p_i + \eta)}{k_0 a \eta (p_i^2 - \varepsilon + g)} H_m^{(1)}(k_0 q_k a)\right], \tag{6}$$

$$\Phi_m = (-i)^m \left\{ -\frac{m e_{ix}}{k_0 q_i a} J_m(k_0 q_i a) + \right.$$

$$\left. + \frac{i e_{iy}}{2} [J_{m+1}(k_0 q_i a) - J_{m-1}(k_0 q_i a)] \right\}, \tag{7}$$

$$Z_{k,m} = \frac{i}{\eta} n_k q_k H_m^{(1)}(k_0 q_k a), \quad Z_m = -(-i)^m e_{iz} J_m(k_0 q_i a), \tag{8}$$

$J_m(\cdot)$ – функция Бесселя I рода. Соотношения (5)–(8) дают строгое аналитическое решение рассматриваемой задачи.

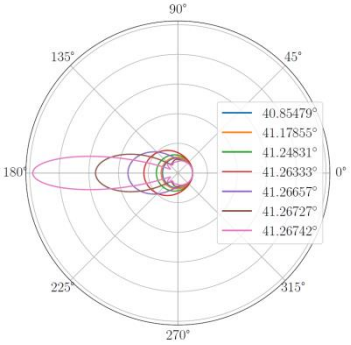
Приведём выражение для сечения рассеяния (по квадрату электрического поля):

$$d(\varphi) = \left| \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A_{2,m} \exp\left(-\frac{i\pi m}{2} - im\varphi\right) \right|^2. \tag{9}$$

Величина d определяется полем в дальней зоне, основной вклад в которое даёт распространяющаяся мода, в то время как структура поля вблизи поверхности цилиндра определяется также и затухающей модой.

Результаты расчётов

Расчёты проводились для параметров $\omega = 1{,}5 \cdot 10^6\ \text{с}^{-1}$, $\omega_{ce} = 2 \cdot 10^6\ \text{с}^{-1}$, $\omega_{pe} = 2 \cdot 10^7\ \text{с}^{-1}$, которым соответствует резонансный угол $\theta_{\text{res}} = 41{,}27°$, и $a = 10$ см. Соответствующие угловые зависимости сечения рассеяния $d(\varphi)$ в поперечной плоскости (x, y) для различных углов θ_{i} приведены на рисунке (осям x и y соответствуют направления $\varphi = 0°$ и 90°); энергия падающей волны переносится против оси x. Если угол θ_{i} не слишком близок к резонансному (при таких углах $k_0 q_i a \ll 1$), то рассеяние квазиизотропное. При приближении к резонансному углу $k_0 q_i a \gtrsim 1$ и характер рассеяния меняется: появляется ярко выраженный лепесток при $\varphi = 180°$, т. е. в терминах энергии имеет место прямое рассеяние.



Заключение

В работе найдено строгое аналитическое решение задачи о рассеянии электромагнитной волны на бесконечно длинном проводящем цилиндре, параллельном оси анизотропии, в холодной магнитоактивной плазме для произвольного угла волновой нормали. Характер рассеяния, определяемый параметром $k_0 q_i a$, аналогичен соответствующей вакуумной задаче.

Автор выражает признательность А.В. Кудрину за полезные обсуждения и ценные советы.

[1] Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. Основы теории дифракции. – Москва: Наука, 1982, 272 с.
[2] Rusch W., Cavour Y. // IEEE Trans. Antennas Propag. 1967. Vol. 15, № 3. P. 452.
[3] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. – Amsterdam: Gordon and Breach, 1999, 288 p.
[4] Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 2. – Москва: Мир, 1978, 555 с.

ВОЗБУЖДЕНИЕ СВИСТОВЫХ ВОЛН С ГЕЛИКОИДАЛЬНЫМ ФАЗОВЫМ ФРОНТОМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы повышенный интерес вызывают источники, способные возбуждать в магнитоактивной плазме волны с геликоидальным фазовым фронтом в свистовом диапазоне частот [1-3]. Как известно, такие волны обладают ненулевой проекцией орбитального углового момента на направление распространения, что может быть использовано для расширения пространственной модуляции сигналов. Несмотря на то, что возбуждение свистовых волн с геликоидальным фазовым фронтом уже реализовано экспериментально в лабораторных плазменных установках [1-3], исследование особенностей излучения волн с указанными свойствами в магнитоактивной плазме еще далеко от завершения. В настоящей работе на основе строгого подхода, опирающегося на разложение поля по собственным волнам магнитоактивной плазмы, рассматривается эффективность возбуждения «закрученных» свистовых волн несимметричными источниками.

Пусть источник конечных размеров, в котором задан гармонический во времени (~ $\exp(i\omega t)$) электрический ток с плотностью $\mathbf{J}(\mathbf{r})$, расположен в однородной холодной магнитоактивной плазме. Предполагается, что внешнее постоянное магнитное поле $\mathbf{B}_0$ направлено вдоль оси z цилиндрической системы координат (ρ,φ,z). Плазменная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}$ со следующими отличными от нуля компонентами [4]: $\varepsilon_{\rho\rho} = \varepsilon_{\varphi\varphi} = \varepsilon_0\varepsilon$, $\varepsilon_{\rho\varphi} = -\varepsilon_{\varphi\rho} = -i\varepsilon_0 g$, $\varepsilon_{zz} = \varepsilon_0\eta$ (ε_0 – электрическая постоянная).

Как известно [4], в области вне источника возбуждаемое им поле представляется в виде

$$\begin{bmatrix}\mathbf{E}(\mathbf{r})\\ \mathbf{H}(\mathbf{r})\end{bmatrix} = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{\alpha}\int_0^{\infty} a_{m,s,\alpha}(q)\begin{bmatrix}\mathbf{E}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\\ \mathbf{H}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\end{bmatrix}dq. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)$ и $\mathbf{H}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)$ – электрическая и магнитная составляющие собственных волн магнитоактивной плазмы, которые можно выразить через их продольные компоненты

$$\begin{bmatrix}E_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\\ H_{z;m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}i^{m+1}\eta^{-1}n_{s,\alpha}(q)\\ -Z_0^{-1}i^m\end{bmatrix} qJ_m(k_0q\rho)exp\left[-im\varphi - ik_0p_{s,\alpha}(q)z\right], \qquad (2)$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор, q – поперечное волновое число, нормированное на волновое число k_0 в свободном пространстве, m – азимутальный индекс (m=0, ±1, ±2, …), s – индекс, обозначающий направление распространения волн (s=+ и s=- отвечают волнам, переносящим энергию в положительном и отрицательном направлении оси z соответственно), α – индекс, отмечающий обыкновенную (α=o) и необыкновенную (α=e) нормальные волны магнитоактивной плазмы, Z_0 – волновой импеданс свободного пространства, J_m – функция Бесселя порядка m, величина $n_{s,\alpha}(q)$ и функция $p_{s,\alpha}(q)$, дающая зависимость нормированного (на k_0) продольного волнового числа p от попе-

речного волнового числа q для обыкновенной или необыкновенной волны магнитоактивной плазмы, описываются выражениями

$$n_{s,\alpha}(q) = -\varepsilon[q^2 + p_\alpha^2(q) + g^2/\varepsilon - \varepsilon]\left[g p_{s,\alpha}(q)\right]^{-1},$$
$$p_\alpha(q) = \left\{\varepsilon - \frac{1}{2}\left(1+\frac{\varepsilon}{\eta}\right)q^2 + \chi_\alpha\left[\frac{1}{4}\left(1-\frac{\varepsilon}{\eta}\right)^2 q^4 - \frac{g^2}{\eta}q^2 + g^2\right]^{1/2}\right\}^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь предполагается, что $p_{+,\alpha}(q) \equiv p_\alpha(q) = -p_{-,\alpha}(q)$, $\mathrm{Im}[p_\alpha(q)] < 0$, $\chi_o = -\chi_e = -1$.

Коэффициенты возбуждения $a_{m,s,\alpha}(q)$ в (1) определяются следующим интегралом по области источника V:

$$a_{m,\pm,\alpha}(q) = \frac{1}{N_{m,\alpha}(q)}\int_V \mathbf{J}(\mathbf{r})\cdot\mathbf{E}^{(T)}_{-m,\mp,\alpha}(\mathbf{r},q)d\mathbf{r}, \quad (4)$$

где верхний индекс (T) обозначает поле, взятое во вспомогательной («транспонированной») среде, описываемой тензором диэлектрической проницаемости $\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{T}}$. Норма волны записывается в виде [4]

$$N_{m,\alpha}(q) = 4\pi(-1)^{m+1}\left[1+\eta^{-1}n_{s,\alpha}^2(q)\right]/[Z_0 k_0^2 p'_\alpha(q)], \quad (5)$$

где штрих обозначает производную по аргументу.

Полная мощность P, излучаемая источником, определяется интегрированием среднего по времени вектора Пойнтинга $\mathbf{S}$ по двум поперечным (по отношению к $\mathbf{B}_0$) сечениям S_1 и S_2, расположенным слева и справа от источника соответственно:

$$P = \int_{S_1}\mathbf{S}\cdot(-\mathbf{z}_0)dS_\perp + \int_{S_2}\mathbf{S}\cdot\mathbf{z}_0 dS_\perp, \quad (6)$$

где $\mathbf{z}_0$ – единичный вектор вдоль оси z. Вычисление интегралов в (6) существенно упрощается, если воспользоваться следующим соотношением энергетической ортогональности, справедливым для распространяющихся волн в магнитоактивной плазме без потерь [4]:

$$\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{\infty}\left[\mathbf{E}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\times\mathbf{H}^*_{\tilde{m},\tilde{s},\tilde{\alpha}}(\mathbf{r},\tilde{q}) + \mathbf{E}^*_{\tilde{m},\tilde{s},\tilde{\alpha}}(\mathbf{r},\tilde{q})\times\mathbf{H}_{m,s,\alpha}(\mathbf{r},q)\right]\cdot\mathbf{z}_0\rho d\rho = \quad (7)$$
$$= 4P_{m,s,\alpha}(q)\delta(q-\tilde{q})\delta_{m,\tilde{m}}\delta_{s,\tilde{s}}\delta_{\alpha,\tilde{\alpha}}.$$

Здесь $\delta(q)$ – дельта-функция Дирака, $\delta_{\alpha,\beta}$ – символ Кронекера, знак «*» отмечает операцию комплексного сопряжения. Нормировочные величины $P_{m,s,\alpha}(q)$ удовлетворяют соотношению $P_{m,+,\alpha}(q) = -P_{m,-,\alpha}(q) = P_{m,\alpha}(q)$, где $P_{m,\alpha}(q) = (-1)^m N_{m,\alpha}(q)/4$. В результате, с учетом (1), (2), (7) полную мощность излучения можно представить в следующем виде:

$$P = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{s=-}^{+}\sum_{\alpha}\int\left|a_{m,s,\alpha}(q)\right|^2 P_{m,\alpha}(q)dq, \quad (8)$$

где интегрирование проводится по всем положительным действительным значениям q, для которых продольные волновые числа $p_{s,\alpha}(q)$ с α=o и α=e являются чисто действительными.

Применим описанный выше подход к анализу излучения источника с вращающимся ближним магнитным полем в магнитоактивной плазме. Такой излучатель является одним из простейших источников, способных возбуждать волны с геликоидальным фазовым фронтом, и может быть реализован в виде двух скрещенных рамок радиуса a, токи которых имеют одинаковую амплитуду I_0 и находятся в квадратуре (см. рис. 1). В зависимости от знака фазового сдвига плотность тока этого источника записывается в виде $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}_{\mp}(\mathbf{r}) = \mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{r}) \mp i\mathbf{J}^{(2)}(\mathbf{r})$, где

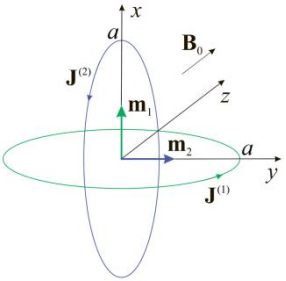


Рис. 1

$$\mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{r}) = I_0(-z\mathbf{y}_0 + y\mathbf{z}_0)a^{-1}\delta(x)\delta\left(\sqrt{y^2+z^2}-a\right),$$
$$\mathbf{J}^{(2)}(\mathbf{r}) = I_0(z\mathbf{x}_0 - x\mathbf{z}_0)a^{-1}\delta(y)\delta\left(\sqrt{x^2+z^2}-a\right). \quad (9)$$

Здесь $\mathbf{x}_0$ и $\mathbf{y}_0$ – единичные векторы осей x и y декартовой системы координат. Очевидно, что токи $\mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{J}^{(2)}(\mathbf{r})$ отвечают двум эквивалентным магнитным диполям с моментами $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_2$, направленными вдоль осей x и y соответственно, а токи $\mathbf{J}_{-}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{J}_{+}(\mathbf{r})$ – эквивалентным магнитным диполям, вращающимся по и против часовой стрелки относительно положительного направления оси z. Подставляя величины $\mathbf{J}_{\mp}(\mathbf{r})$ в выражение (4) и вычисляя коэффициенты возбуждения $a_{m,s,\alpha}(q)$, не зависящие от s для рассматриваемых источников, из (8) можно получить расчетную формулу для полной излучаемой мощности P, которую в общем случае удается исследовать только численными методами.

Численные расчеты были выполнены для следующих значений параметров: угловая частота источника $\omega = 1{,}9\cdot10^5$ с$^{-1}$, внешнее магнитное поле $B_0 = 0{,}5$ Гс, плотность плазмы $N = 10^6$ см$^{-3}$. При расчетах предполагалось, что радиус рамок $a \le 10$ м. Выбранные значения соответствуют условиям земной ионосферы и отвечают случаю резонансной плазмы, для которой $\omega_{LH}<\omega<\min\{\omega_H, \omega_p\}$, где ω_{LH} – нижняя гибридная частота, ω_H и ω_p – гирочастота и плазменная частота электронов соответственно. В указанном частотном интервале распространяющейся является только необыкновенная (свистовая) волна, которая и дает вклад в формулу (8) для полной мощности излучения. При этом постоянные распространения $p_{s,e}(q)$ принимают чисто действительные значения для $0<q<\infty$, определяя тем самым пределы интегрирования по q в (8) в данном случае. После вычисления полной мощности излучения сопротивление излучения R_Σ находится стандартным образом: $R_\Sigma = 2P/|I_0|^2$.

На рис. 2 красной и синей линиями показаны полные сопротивления излучения $R_\Sigma^{(-)}$ и $R_\Sigma^{(+)}$ источников с плотностями тока $\mathbf{J}_{-}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{J}_{+}(\mathbf{r})$ соответственно в зависимости от радиуса рамок a. Линией зеленого цвета на рисунке показана аналогичная зависимость сопротивления излучения $\tilde{R}_\Sigma(a)$ одиночной рамки того же радиуса, которое

может быть получено, если подставить в (4) плотность тока $\mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{r})$ или $\mathbf{J}^{(2)}(\mathbf{r})$ из (9) и выполнить аналогичные вычисления. При этом оказывается, что полные мощности излучения источников $\mathbf{J}^{(1)}(\mathbf{r})$ и $\mathbf{J}^{(2)}(\mathbf{r})$ совпадают.

Парциальные сопротивления излучения отдельных «закрученных» свистовых волн можно вычислить на основе выражения (8) для фиксированных азимутальных индексов m: $R_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m$. Парциальные величины $R_m^{(-)}$, $R_m^{(+)}$ и $\tilde{R}_m$ источников с плотностями тока $\mathbf{J}_-(\mathbf{r})$, $\mathbf{J}_+(\mathbf{r})$ и одиночной рамки соответственно построены на рис. 3 для радиуса излучателя a = 1 м и на рис. 4 для радиуса a = 10 м. Здесь, как и на рис. 2, зеленый цвет обозначает величины, относящиеся к одиночной рамке, красный и синий цвета относятся к источникам с магнитными моментами, вращающимися по и против часовой стрелки соответственно. Из рис. 2-4 видно, что с увеличением радиуса a сопротивление излучения $R_\Sigma^{(-)}$ возрастает несколько быстрее, чем $R_\Sigma^{(+)}$. Кроме того, несмотря на преобладающий вклад в полное сопротивление излучения волн с азимутальными индексами m=1 (для $R_\Sigma^{(-)}$) или m=-1 (для $R_\Sigma^{(+)}$), в эту величину также дают вклад волны, азимутальные индексы которых отстоят от указанных выше значений m на величину $4n$, где n – целое число.

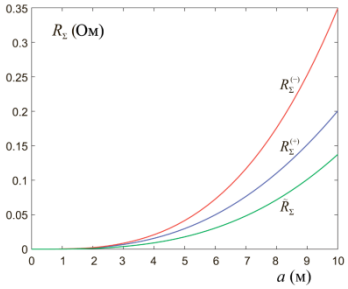


Рис. 2

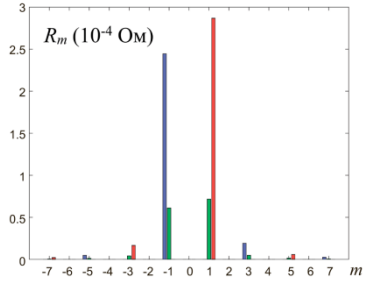


Рис. 3

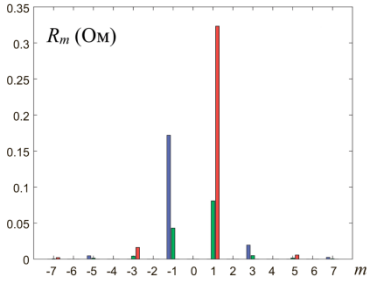


Рис. 4

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

[1] Karavaev A.V., Gumerov N.A., Papadopoulos K., Shao X., Sharma A.S., Gekelman W., Gigliotti A., Pribyl P., Vincena S. // Phys. Plasmas. 2010. Vol. 17, № 1. P. 012102.
[2] Urrutia J.M., Stenzel R.L. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, № 9. P. 092111.
[3] Stenzel R.L., Urrutia J.M. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, № 9. P. 092112.
[4] Kudrin A.V., Petrov E.Yu., Kyriacou G.A., Zaboronkova T.M. // Prog. Electromagn. Res. B. 2009. Vol. 12. P. 297.

ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРОБНОГО АТТОСЕКУНДНОГО ИМПУЛЬСА

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

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

Физика сильных лазерных полей включает в себя ряд явлений, возникающих при ионизации атома сильным лазерным полем, движении фотоэлектронов в континууме и их возврате к родительскому иону. В круг этих явлений входит генерация гармоник высокого порядка (ГГВП) лазерного излучения, причиной которой является рекомбинация фотоэлектронов в момент возврата к иону [1, 2]. В круг этих явлений входит также генерация быстрых электронов с энергией вплоть до 10 пондеромоторных потенциалов за счёт упругого рассеяния фотоэлектронов на родительском ионе [3, 4]. Для исследования этих явлений используется анализ замкнутых траекторий свободных электронов, возникающих в процессе ионизации атомов. Свойства замкнутых траекторий используются для интерпретации общих особенностей спектров ГГВП и импульсных распределений фотоэлектронов. Например, положение отсечки в спектре ГГВП задаётся максимальной энергией, набранной вдоль замкнутой траектории; классическое действие, полученное на замкнутых траекториях, определяет интерференционные минимумы и максимумы в спектре ГГВП и спектре фотоэлектронов [1-5].

Одним из способов исследования замкнутых электронных траекторий является оконное преобразование Фурье (ОПФ) индуцированного лазерным полем дипольного ускорения $\ddot{\boldsymbol{d}}(\boldsymbol{t}) \equiv \boldsymbol{d^2 d(t)/dt^2}$:

$$\boldsymbol{S}[\ddot{\boldsymbol{d}}](\Omega_w, t_w) = \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{\boldsymbol{d}}(t) w(t - t_w)\, exp[-i\Omega_w(t - t_w)]dt, \qquad (1)$$

которое показывает распределение сигнала по времени t и круговой частоте Ω при $t = t_w$ и $\Omega = \Omega_w$. Здесь $w(t - t_w)$ есть гладкая оконная функция, которая стремится к нулю при $t = \pm\infty$, ширина и форма которой влияют на разрешение спектрограммы по частоте и времени. Большая ширина оконной функции обеспечивает высокое разрешение по частоте, но низкое разрешение по времени. По мере того, как ширина оконной функции уменьшается, улучшается разрешение по времени, но уменьшается разрешение по частоте. Наиболее востребованное ОПФ для физических задач использует гауссову оконную функцию; соответствующее ОПФ называется преобразованием Габора [6]. Несмотря на широкий круг приложений частотно-временного анализа, в настоящее время он возможен только теоретически. Это связанно с тем, что временную зависимость дипольного момента $\boldsymbol{d}(t)$ невозможно точно получить из эксперимента. В данной работе мы представляем метод нахождения частотно-временной спектрограммы дипольного ускорения, который может быть пригодным для экспериментальной реализации [7]. Предлагаемый метод заключается в измере-

нии спектра ГГВП при ионизации атома лазерным импульсом в присутствии пробного аттосекундного импульса в вакуумном ультрафиолетовом (ВУФ) диапазоне при разных временных задержках пробного импульса. Карта спектральной интенсивности генерируемого излучения в координатах «временная задержка – частота генерируемой гармоники» воспроизводит ОПФ (1) с оконной функцией, соответствующей огибающей пробного ВУФ импульса. Изменение длительности ВУФ импульса обеспечивает управление частотным и временным разрешением ОПФ.

Рассмотрим простейший случай линейно поляризованных инфракрасного (ИК) и ВУФ импульса, взаимодействующих с атомом водорода. Суммарное электрическое поле записывается как

$$\boldsymbol{F}(t) = \hat{\boldsymbol{z}}[F_{\mathrm{IR}}(t) + F_{\mathrm{XUV}}(t-\tau)], \tag{2}$$

где $\hat{\mathbf{z}}$ – единичный вектор вдоль оси z, τ – временная задержка между ИК и ВУФ импульсами. Проекции на ось z ИК и ВУФ полей параметризуются как

$$F_{\mathrm{IR/XUV}}(t) = F_{\mathrm{IR/XUV}} f_{\mathrm{IR/XUV}}(t)\, cos(\,\omega_{\mathrm{IR/XUV}} t), \tag{3}$$

где $F_{\mathrm{IR/XUV}}$, $f_{\mathrm{IR/XUV}}(t)$ и $\omega_{\mathrm{IR/XUV}}$ – напряжённость, огибающая и круговая частота ИК и ВУФ импульсов, соответственно. Электрическое поле $\mathbf{F}(t)$ индуцирует направленный вдоль оси z переменный дипольный момент $\mathbf{d}(t)$. Спектр ГГВП на частоте Ω определяется как квадрат соответствующей Фурье компоненты $\mathbf{R}(\Omega)$ дипольного ускорения:

$$\boldsymbol{R}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{\boldsymbol{d}}\,(t) e^{i\Omega t} dt. \tag{4}$$

В первом порядке теории возмущений по ВУФ полю дипольный момент состоит из основного слагаемого, индуцированного ИК полем, и слагаемого, линейного по F_{XUV} (см. работы [7-9]):

$$\boldsymbol{d}(t) = \hat{\boldsymbol{z}}[d_0(t) + F_{\mathrm{XUV}} d_1(t,\tau)], \tag{5}$$

$$\boldsymbol{R}(\Omega) = \hat{\boldsymbol{z}} \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{d}_0\,(t) e^{i\Omega t} dt + \boldsymbol{R}_1(\Omega,\tau), \text{ где } \boldsymbol{R}_1(\Omega,\tau) = \hat{\boldsymbol{z}} F_{\mathrm{XUV}} \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{d}_1\,(t) e^{i\Omega t} dt. \tag{6}$$

Индуцируемое лазерным импульсом слагаемое $\ddot{d}_0(t)$ обеспечивает доминирующий вклад в спектр ГГВП на частотах ниже классического края плато в спектре ГГВП $\Omega_{\mathrm{cut}} = I_p + 3.17U_p$, где I_p – потенциал ионизации атома, $U_p = F_{\mathrm{IR}}^2/4\omega_{\mathrm{IR}}^2$ – максимальная пондеромоторная энергия электрона в лазерном поле (здесь и далее используется атомная система единиц). Слагаемое, пропорциональное F_{XUV}, обеспечивает возникновение отклика на частотах выше Ω_{cut}. При выполнении условия $\Omega \gg (df_{\mathrm{XUV}}/dt)/f_{\mathrm{XUV}}$ соответствующий вклад в спектр дипольного ускорения пропорционален ОПФ дипольного ускорения $\ddot{d}_0(t)$, индуцированного одним ИК полем, со сдвигом по частоте на ω_{XUV}; при этом форма оконной функции совпадает с огибающей ВУФ импульса, а смещение оконной функции задаётся временной задержкой τ:

$$\boldsymbol{R}_1(\Omega,\tau) = e^{i\Omega t} F_{\mathrm{XUV}} \frac{f_{rec}^{(1)}(E)}{f_{rec}(E)} \left(\frac{\Omega_1}{\Omega}\right)^2 \boldsymbol{S}[\hat{\boldsymbol{z}}\ddot{d}_0](\Omega_1,\tau) \text{ при } w(t) \equiv f_{\mathrm{XUV}}(t). \tag{7}$$

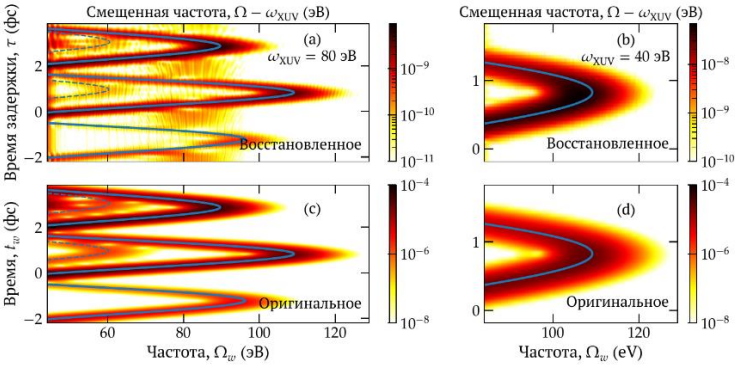


Рис.

Здесь $\Omega_1 = \Omega - \omega_{\mathrm{XUV}}$, $f_{\mathrm{rec}}(E)$ есть амплитуда рекомбинации фотоэлектрона с кинетической энергией $E = \Omega_1 - I_p$, $f_{\mathrm{rec}}^{(1)}(E)$ – двухфотонная амплитуда рекомбинации, отвечающая поглощению фотона частоты ω_{XUV} и излучению фотона частоты Ω [7-9]. Слагаемое $\mathbf{R}_1(\Omega, \tau)$ даёт вклад в диапазоне частот $\Omega_{\mathrm{cut}} < \Omega < \Omega_{\mathrm{cut}} + \omega_{\mathrm{XUV}}$. Таким образом, измерение спектра ГГВП в этом диапазоне частот для разных задержек τ делает возможным восстановление спектрограммы индуцированного ИК полем дипольного ускорения в частотном интервале ширины ω_{XUV} вблизи края плато.

Точность описанного метода восстановления ОПФ дипольного ускорения проверялась на основе численного моделирования, который включает в себя квантовомеханический расчет спектров ГГВП в присутствии ВУФ импульса при большом количестве различных значений времени задержки τ ВУФ импульса относительно ИК импульса. Полученная карта спектров ГГВП в координатах «частота – задержка» сопоставлялась со спектрограммой (1) дипольного ускорения, генерируемого в поле одного ИК импульса. В представленных ниже расчётах предполагается, что газ состоит из атомов водорода. Численное моделирование выполнялось на основе численного решения трехмерного уравнения Шредингера с использованием разложения волновых функций по сферическим гармоникам и метода операторного расщепления [10]. Пиковая интенсивность ИК поля задаётся равной $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, круговая частота ИК поля равна $\omega_{\mathrm{IR}} = 1$ эВ, длительность импульса по уровню интенсивности ½ равна 7.5 фс. Пиковая интенсивность ВУФ импульса равна $I_{\mathrm{XUV}} = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, длительность равна 200 ас, частота задаётся равной $\omega_{\mathrm{XUV}} = 40$ и 80 эВ. Поскольку ВУФ импульс является пробным, он не должен существенно влиять на динамику атомной мишени. Поэтому параметры ВУФ импульса (несущая частота и пиковая интенсивность) выбраны таким образом, чтобы ионизация атома ВУФ импульсом не оказывала существенного влияния на ГГВП.

Результаты численных расчётов для указанных выше параметров лазерного ИК и пробного ВУФ импульсов показаны на рисунке. На панелях (a, b) представлено распределение спектральной интенсивности гармоник, индуцированных ИК и пробным XUV-импульсами, в зависимости от частоты гармоник и временной задержки при

$\omega_{XUV} = 80$ и 40 эВ соответственно. На панелях (c, d) показано преобразование Габора дипольного ускорения, индуцированного одним только ИК-полем; форма оконной функции в преобразовании Габора совпадает с огибающей зондирующего ВУФ-импульса, рассмотренной на панелях (a, b). Видно, что выход ГГВП в координатах «временная задержка – частота гармоники» на панелях (a, b) с высокой точностью воспроизводит преобразование Габора для частот в диапазоне $\Omega_{th} - \omega_{XUV} < \Omega_w < \Omega_{th}$, где $\Omega_{th} \approx 120$ эВ есть некоторая пороговая частота, выше которой спектральные интенсивности гармоник в комбинированном поле ИК и ВУФ импульсов выше, чем в одном ИК поле при любом времени задержки τ. Частота Ω_{th} немного выше, чем классический край плато в спектре ГГВП $\Omega_{cut} \approx 110$ эВ. Для частоты пробного импульса $\omega_{XUV} = 40$ эВ спектрограмма дипольного ускорения восстанавливается в диапазоне 80 эВ<Ω_w<120 эВ, в то время как при $\omega_{XUV} = 80$ эВ этот диапазон увеличивается до 40 эВ<Ω_w<120 эВ. В последнем случае временной интервал восстановления спектрограммы охватывает длительность ИК импульса по уровню интенсивности 1/2, в то время как при $\omega_{XUV} = 40$ эВ этот интервал ограничен полупериодом ИК поля вблизи максимума его огибающей.

Спектрограммы дипольного ускорения расположены вдоль классических зависимостей энергии испускаемых фотонов от времени рекомбинации. Замкнутые траектории с одинаковой энергией первого возврата, но разным временем начала движения в континууме называются короткими и длинными траекториями [1]. Как исходная, так и восстановленная спектрограммы дипольного ускорения на рисунке демонстрируют преобладание вклада коротких траекторий в ГГВП для одноцветного инфракрасного лазерного поля. Более того, для большой частоты пробных импульсов (80 эВ) восстановленная спектрограмма также отслеживает вклад траекторий с множественными возвратами, которые имеют меньшую энергию и меньший вес в общем спектре ГГВП.

Таким образом, предложенный в работе [7] метод измерения оконного преобразования Фурье дипольного ускорения, основанный на использовании пробного аттосекундного импульса, обладает высокой точностью и может служить для экспериментального анализа замкнутых траекторий электронов в лазерном поле и вклада различных траекторий как в генерацию высоких гармоник, так и в другие процессы, происходящие в сильных лазерных полях.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации (проекты № МК-1849.2020.2, №СП-275.2021.5), РФФИ (проект № 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] Milošević D. B. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. Vol. 39. P. R203.
[4] Becker W. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. Vol. 51. P. 162002.
[5] Frolov M. V. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. P. 243901.
[6] Sheu Y.-L., Wu H.-T., Hsu L.-Y. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. P. 30459.
[7] Sarantseva T. S. et al. // Opt. Express. 2021. Vol. 29. P. 1428.
[8] Sarantseva T. S. et al. // Phys. Rev. A. 2018. Vol. 98. P. 063433.
[9] Sarantseva T. S. et al. // Phys. Rev. A. 2020. Vol. 101. P. 013402.
[10] Silaev A. A. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. Vol. 51. P. 065005

ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕТВЕРТОЙ ГАРМОНИКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЧИРПИРОВАННЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С СОХРАНЕНИЕМ СЛОЖНОГО ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ

И.В. Кузьмин, М.А. Мартьянов, С.Ю. Миронов

Институт прикладной физики РАН

Для генерации терагерцовых импульсов миллиджоулевого уровня энергии широко используются лазеры на свободных электронах в режиме усиленного спонтанного излучения. Для стабилизации фазы между огибающей терагерцового импульса и высокочастотным заполнением в таких системах используют электронные сгустки длительностью несколько десятков пикосекунд с периодической терагерцовой модуляцией электронной плотности. В качестве стартовой части современных линейных ускорителей [1] используются фотоинжекторы, в которых генерация электронов осуществляется с поверхности фотокатода под действием лазерного излучения. Свойства сгенерированного электронного сгустка зависят от 3D распределения интенсивности лазерного импульса. Таким образом, для получения электронного сгустка с модуляцией электронной плотности требуется облучать катод лазерными импульсами с периодической модуляцией интенсивности во времени. Глубина и период модуляции должны быть контролируемыми параметрами.

Для облучения фотокатода требуется использовать лазерные импульсы видимого и УФ-диапазона, поскольку в этом случае квантовая эффективность полупроводниковых катодов выше. Получить лазерные импульсы с периодической модуляцией интенсивности во времени можно при последовательной генерации второй и четвертой гармоник модулированного импульса с сохранением пространственно-временного распределения интенсивности.

Генерация второй и четвертой гармоник широкополосных чирпированных лазерных импульсов с высокой эффективностью может быть реализована за счет использования углового чирпирования [2] либо неколлинеарной схемы взаимодействия первого (оо-е) типа импульсов с равными по модулю и противоположными по знаку частотные чирпами [3]. При генерации второй гармоники (ГВГ) импульсами с линейными частотными чирпами более простым с точки зрения экспериментальной реализации выглядит подход с использованием частотных чирпов разного знака в условиях оо-е синхронизма. В этом случае генерация второй гармоники выполняется по неколлинеарной схеме, а взаимодействующие импульсы имеют частотные чирпы, равные по модулю и противоположные по знаку [3,4]. Такой метод обеспечивает генерацию одной и той же частоты на всей длине взаимодействия, при этом спектр импульса второй гармоники, которая уже спектрально ограничена, определяется длительностью взаимодействующих чирпированных импульсов. Поскольку ширина спектра второй гармоники $\Delta\omega_2 << \Delta\omega_1$, дисперсионные эффекты сказываются на преобразовании значительно слабее, чем в случае классической ГВГ.

Для моделирования неколлинеарной ГВГ широкополосными импульсами будем использовать систему уравнений, полученную на основе однонаправленного уравнения распространения [5]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \hat{A}_1}{\partial z} = i\left(\sqrt{k^2(\Omega_1) - {k_\perp}^2} - k_0\right)\hat{A}_1 + \dfrac{i(\Omega_1)^2}{2c^2\sqrt{k^2(\Omega_1) - {k_\perp}^2}}\, F_+C_1, \\ \dfrac{\partial \hat{A}_2}{\partial z} = i\left(\sqrt{k^2(\Omega_1) - {k_\perp}^2} - k_0\right)\hat{A}_2 + \dfrac{i(\Omega_1)^2}{2c^2\sqrt{k^2(\Omega_1) - {k_\perp}^2}}\, F_+C_2, \\ \dfrac{\partial \hat{B}}{\partial z} = i\left(\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2} - k_2\right)\hat{B} + \dfrac{i(\Omega_2)^2 \times F_+\left[d_{eff}A_1A_2e^{2ik_0z - ik_2z}\right]}{2c^2\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2}}, \\ \dfrac{\partial \hat{B}_1}{\partial z} = i\left(\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2} - k_{21}\right)\hat{B}_1 + \dfrac{i(\Omega_2)^2 \times F_+\left[{d_{eff}}'{A_1}^2e^{2ik_0z - ik_{21}z}\right]}{4c^2\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2}}, \\ \dfrac{\partial \hat{B}_2}{\partial z} = i\left(\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2} - k_{22}\right)\hat{B}_2 + \dfrac{i(\Omega_2)^2 \times F_+\left[{d_{eff}}'{A_2}^2e^{2ik_0z - ik_{21}z}\right]}{4c^2\sqrt{k^2(\Omega_2,\theta) - {k_\perp}^2}}. \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} C_1 &= {d_{eff}}'{A_1}^*B_1e^{-2ik_0z + ik_{21}z} + {A_2}^*Be^{-2ik_0z + ik_2z} + \\ &+ {d_{eff}}'{A_2}^*B_1e^{-2ik_0z + ik_{21}z}, \\ C_2 &= d'_{eff}{A_2}^*B_2e^{-2ik_0z + ik_{22}z} + d_{eff}{A_1}^*Be^{-2ik_0z + ik_2z} + \\ &+ {d_{eff}}'{A_1}^*B_2e^{-2ik_0z + ik_{22}z}, \\ A_1 &= F_-\hat{A}_1, A_2 = F_-\hat{A}_2, B = F_-\hat{B}, B_1 = F_-\hat{B}_1, B_2 = F_-\hat{B}_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\hat{A}_1(z, k_\perp, \Omega)$, $\hat{A}_2(z, k_\perp, \Omega)$ – поля взаимодействующих фундаментальных импульсов; $\hat{B}(z, k_\perp, \Omega)$, $\hat{B}_1(z, k_\perp, \Omega)$, $\hat{B}_2(z, k_\perp, \Omega)$ – поля неколлинеарной и коллинеарных (попутных) импульсов второй гармоники; k_0, k_2, k_{21}, k_{22} – проекции на ось z волновых векторов на центральных частотах импульсов первой и второй гармоник, $k(\omega, \theta) = {\omega}/{c}\, n(\omega, \theta)$ – модуль волнового вектора взаимодействующих импульсов, n – показатель преломления, θ – угол относительно оптической оси кристалла, c – скорость света в вакууме; $\Omega_1 = \omega_{10} + \Omega$, $\Omega_2 = \omega_{20} + \Omega$, где Ω – отстройка от центральной частоты; d_{eff} – эффективный нелинейный коэффициент, F_+, F_- – операторы прямого и обратного преобразования Фурье, $k_\perp$ – поперечный волновой вектор.

Приведенная система уравнений учитывает влияние генерации попутных компонент на распределение интенсивности неколлинеарной ВГ независимо от величины угла между взаимодействующим импульсами. В систему уравнений включена без дополнительных приближений дисперсия, дифракция, диафрагменно-апертурный эффект (walk-off). Кроме того, описывается явление самодифракции, поскольку при взаимодействии учитывается пространственный спектр импульсов первой и второй гармоник.

При проведении моделирования будем использовать следующие параметры: центральная длина волны 1034 нм, размер пучка ~ 1 мм, кристалл BBO толщиной 1.5 мм, интенсивность 2 ГВт/см^2. Выбранные параметры характерны для лазерных систем, используемых для облучения Cs_2Te катодов. Для ширины спектра будем использовать значения 35 нм (частота модуляции 1 ТГц) и 55 нм (частота модуляции 2 ТГц). Пространственно-временная форма импульсов является эллипсоидальной, длительность около 30 пс. Отметим, что периодическая модуляция интенсивности у указанных эллипсоидальных импульсов сформирована в интерферометрической схеме. Для эффективного преобразования угол схождения между пучками должен быть выбран таким, чтобы обеспечивать минимальное попутное преобразование на всей спектральной ширине взаимодействующих импульсов и отсутствие искажений в распределении интенсивности второй гармоники. При проведении моделирования полный угол схождения внутри кристалла был выбран 3 и 4 градуса при ширине спектра 35 и 55 нм соответственно. На рис. 1 показаны пространственно-временные распределения интенсивности импульсов второй гармоники при частоте модуляции 1 ТГц (ширина спектра первой гармоники 35 нм) (1) и 2 ТГц (ширина спектра второй гармоники 55 нм) (2), а именно временные распределения интенсивности в сечении x=0 (a), пространственно-временные распределения интенсивности (b), спектральные распределения интенсивности (c).

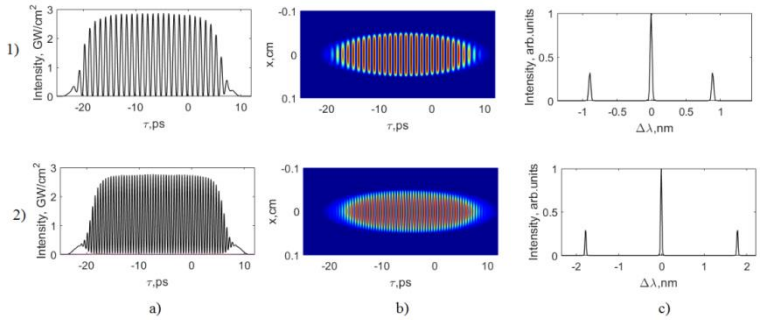


Рис. 1

Видно, что структура распределения интенсивности переносится без искажений с высокой эффективностью преобразования. Положение сателлитов на спектре второй гармоники зависит от частоты модуляции. Увеличение спектральной ширины второй гармоники с ростом частоты модуляции приводит к значительному влиянию материальной дисперсии на преобразование в четвертую гармонику. В частности, поскольку пик на центральной частоте достаточно узок (~0.05 нм), дисперсионные эффекты влияют только на воспроизводимость глубины модуляции.

Для точного воспроизведения глубины модуляции второй гармоники длина кристалла BBO должна составлять не более 0.5 мм, в этом случае дисперсионные эффекты сказываются на эффективность преобразования незначительно и заданная во второй гармонике глубина модуляция воспроизводится в четвертой с точностью до 90%. Другой способ заключается в управлении глубиной модуляции четвертой гармоники

за счет совместного действия дисперсии и нелинейности при преобразовании. В этом случае глубина модуляции в импульсе четвертой гармоники является функцией интенсивности и толщины кристалла. На рис. 2 приведены результаты численного моделирования генерации четвертой гармоники (ГЧГ) для эллипсоидального импульса второй гармоники (интенсивность 6 ГВт/см^2,$\kappa_{SH} = 1$) с частотой модуляции 1 ТГц, толщина кристалла BBO 1.5 мм, а именно временные распределения интенсивности в сечении x=0 (a), пространственно-временные распределения интенсивности (b), а также зависимость глубины модуляции четвертой гармоники κ_{FH} от пиковой интенсивности при разных толщинах кристалла BBO (c). Видно, что эллипсоидальное распределение сохраняется, а дисперсионные эффекты, связанные с увеличением частоты модуляции, приводят к снижению ее глубины. Показано, что при частоте модуляции 1 ТГц и толщине кристалла 1.5 мм диапазон глубины модуляции κ_{FH} ≈0,35.

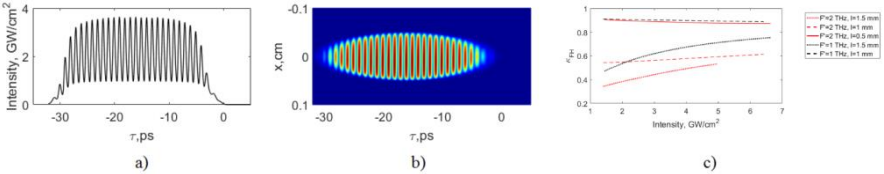


Рис. 2

Таким образом, неколлинеарная ГВГ импульсами с равными по модулю и противоположными по знаку частотными чирпами позволяет сохранить во второй гармонике пространственно-временное распределение интенсивности, заданное у широкополосных (спектральная ширина более 50 нм) импульсов при наличии периодической модуляции интенсивности во времени. В этом случае сформированные импульсы второй гармоники имеют узкую спектральную компоненту на центральной частоте (~0.05 нм) и сателлиты, положение которых определяется периодом модуляции. Показано, что преобразование в четвертую гармонику можно осуществить при незначительном влиянии дисперсии (глубина модуляции воспроизводится точно (κ_{FH} ~90%), толщина кристалла <0.5 мм) и с управлением глубиной модуляции при совместном влиянии дисперсии и нелинейности преобразования (толщина кристалла ~1.5 мм).

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 0030-2019-0017).

[1] Pacey T. et al. // Phys. Rev. Accel. Beams. 2019. Vol. 22, № 9. P. 091302.
[2] Kuzmin I.V. et al. // App. Opt. 2019. Vol. 58, № 10. P. 2678.
[3] Kuzmin I.V. et al. // App. Opt. 2021. Vol. 61, №. 11. P. 3128.
[4] Raoult F. et al. // Opt. Lett. 1998. Vol. 23, №. 14. P. 1117.
[5] Couairon A. et al. // Eur. Phys. J.l Special Topics. 2011 Vol. 199, № 1. P. 5.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ТЕРАГЕРЦОВОГО И СРЕДНЕГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО 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

Достаточно перспективными генераторами сверхширокополосных импульсов в терагерцовом и среднем инфракрасном спектральных диапазонах являются источники на основе ионизации газов фемтосекундными лазерными импульсами. Наибольшее распространение получила схема с двухцветными ионизующими импульсами, содержащими поле на основной частоте и его вторую гармонику [1, 2], хотя исследовались схемы и с другими отношениями частот квазимонохроматических компонент, например, 3:2, 4:3 и 4:1 [3, 4], а также с использованием перестраиваемого по частоте излучения, близкого по частоте к половинной гармонике основного поля [5-8]. В последнем случае возможна эффективная генерация излучения вблизи частоты отстройки от половинной гармоники, которая может лежать в среднем инфракрасном диапазоне. Проблемы увеличения эффективности лазерно-плазменных источников и управления параметрами генерируемого терагерцового излучения могут решаться путем использования трехцветных ионизующих импульсов, содержащих поле на основной частоте и добавочные вторую и третью гармоники [9-12]. В настоящей работе впервые исследованы процессы генерации терагерцового и среднего инфракрасного излучения при ионизации газа трехцветным лазерным импульсом, в котором вместо второй гармоники присутствует частотно-перестраиваемое излучение, близкое по частоте к половинной гармонике. При нулевой отстройке от частоты половинной гармоники будет генерироваться терагерцовое излучение, а при введении отстройки – излучение в среднем инфракрасном диапазоне вблизи частоты отстройки.

Для расчета параметров терагерцового излучения используется двухстадийный подход [12, 13], который исходит 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 стадии решаются уравнения для плотности плазмы $N(\mathbf{r}, \mathrm{t})$ и плотности электронного тока $\mathbf{j}(\mathbf{r}, \mathrm{t})$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_m - N)w(|\mathbf{E}|), \qquad \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{Ne^2}{m}\mathbf{E}, \tag{1}$$

где e — элементарный заряд, m — масса электрона, c — скорость света, $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряженность электрического поля, N_m — начальная плотность нейтральных частиц, $w(|\mathbf{E}|)$ — вероятность ионизации в единицу времени. В численных расчетах используется эмпирическая формула для атома водорода [14] $w(|\mathbf{E}|) = 4\omega_a(E_a/|\mathbf{E}|)\exp(-2E_a/3|\mathbf{E}| - 12\,|\mathbf{E}|/E_a)$, 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 (1) на первой стадии поле считается заданным и равным полю в трехцветном оптическом бесселевом пучке, определяемом магнитным векто-

ром Герца $\mathbf{\Pi}^m = \hat{\mathbf{y}} \int_{-\infty}^{\infty} A_\omega J_0(k_\perp r) e^{-i\omega\xi}\, d\omega/2\pi$, 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. В численных расчетах выбирается временной профиль трехцветного импульса с компактным носителем $[-2\tau, 0]$ на оси y

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

где $\omega_2 = \omega_1/2$ для трехцветного ионизующего импульса с половинной гармоникой или $\omega_2 = 2\omega_1$ для импульса со второй гармоникой, $\omega_3 = 3\omega_1$ (частота основной гармоники ω_1 соответствует длине волны $2\pi c/\omega_1 = 800$ нм в численных расчетах), I_j — максимальная интенсивность поля j-й гармоники, ψ_j — абсолютная фаза j-й гармоники.

В результате численного интегрирования системы (1) внутри цилиндрической области $r < a = \mu_0 c/\omega_1 \sin\theta$ находятся распределение плотности плазмы к моменту окончания ионизующего 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 нуль 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 (частота столкновений электронов с тяжелыми частицами равна $5 \cdot 10^{12}$ с$^{-1}$ в численных расчетах). Применение преобразования Лапласа по ξ к получившейся начальной задаче для полей и тока позволяет свести ее к краевой задаче для лапласовских изображений продольного электрического и магнитного полей. Из решения краевой задачи при $r = a$ может быть рассчитана излученная на бесконечность энергия W_{rad} в терагерцовом диапазоне частот f на единицу длины вдоль оси z, а также ее спектральная плотность $w_{\text{rad}}(f)$; $W_{\text{rad}} = \int_0^{f_{\max}} w_{\text{rad}}(f) df$, где $f_{\max}$ — верхняя граница интересующего частотного диапазона (10 ТГц в расчетах).

Описанные выше уравнения решались численно для начальной плотности нейтральных частиц $N_m = 3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, угла фокусировки $\theta = 10°$ в широком диапазоне длительностей ионизующего импульса $30\ \text{фс} \leq \tau_p = \left[4 \arccos\left(2^{-1/8}\right)/\pi\right]\tau \leq 200\ \text{фс}$ и интенсивностей основной гармоники $10^{14}\ \text{Вт/см}^2 \leq I_1 \leq 5 \cdot 10^{14}\ \text{Вт/см}^2$ при разных $\alpha_{2,3} \leq 1$, $\psi_1 = 0$. Результаты расчетов были сопоставлены с аналогичными расчетами для трехцветного ионизующего импульса со второй гармоникой [12]. Как и в первом случае, так и во втором центральная частота и ширина терагерцового спектра может существенно зависеть от фазового сдвига между третьей гармоникой и основным полем. При этом в случае трехцветного ионизующего импульса с половинной гармоникой энергия излучения может быть выше, а возможная полоса перестрой-

ки центральной частоты терагерцового спектра шире, чем в случае трехцветного ионизующего импульса со второй гармоникой, что демонстрирует рис. 1. На рис. 1 изображены спектральные плотности излученной энергии $w_{\mathrm{rad}}(f)$ для $\tau_p = 50$ фс, $I_1 = 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, $I_2 = I_1/16$, $I_3 = I_1/25$ слева для трехцветного ионизующего импульса с половинной гармоникой, справа — для импульса со второй гармоникой. Сплошная кривая соответствует значениям $\psi_2 = 0.8$, $\psi_3 = 0$ для импульса с половинной гармоникой и $\psi_2 = 1.2$, $\psi_3 = 2.1$ для импульса со второй гармоникой, штриховая кривая — $\psi_2 = 0.8$, $\psi_3 = 3.1$ или $\psi_2 = 1.2$, $\psi_3 = 1.0$ соответственно для импульса с половинной или со второй гармоникой.

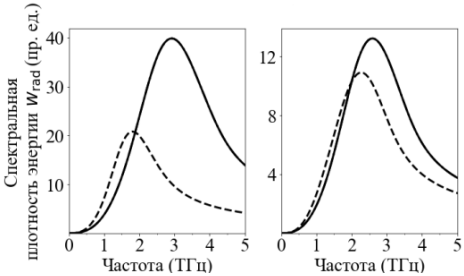


Рис. 1

При ионизации газа трехцветным импульсом, содержащим частотно-перестраиваемую половинную гармонику, плотности возбуждаемых электронных токов могут быть рассчитаны из системы уравнений (1). Проекция напряженности электрического поля $\mathbf{E}(t)$ в ионизующем импульсе на ось z задавалась следующим образом:

$$E_z(t) = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{8\pi}{c}} \cos^4\left(\dfrac{\pi t}{2\tau}\right) \sum\limits_{j=1}^{3} \sqrt{I_j} \cos\left(\omega_j t + \psi_j\right) & \text{при } |t| < \tau, \\ 0 & \text{при } |t| \geq \tau, \end{cases} \qquad (3)$$

где $\omega_2 = (\omega_1 + \Delta\omega)/2$, $\Delta\omega$ – частотная отстройка. Для анализа токов $\mathbf{j}_f(t)$ в среднем инфракрасном диапазоне частот к рассчитанному току свободных электронов $\mathbf{j}(t)$ применялся низкочастотный фильтр. В случае $\Delta\omega = 0$ центральная частота спектра генерируемых предельно коротких низкочастотных импульсов обратно пропорциональна времени ионизации. При $\Delta\omega \neq 0$ генерация происходит на частоте $\Delta\omega$, причем для положительных отстроек $\Delta\omega > 0$ эффективность генерации выше, чем для отрицательных отстроек $\Delta\omega < 0$, как было показано еще в [7] для двухцветных ионизующих импульсов, содержащих квазимонохроматические компоненты с частотным отношением, близким к 2. Добавление к ионизующему импульсу достаточно слабой третьей гармоники $I_3 \ll I_1$ может существенно усиливать или ослаблять генерацию в зависимости от фазы третьей гармоники ψ_3. В частности, при наличии третьей гармоники за счет подбора ψ_3 оказывается возможной эффективная генерация при $\Delta\omega < 0$. Это иллюстрирует рис. 2, где представлены спектры генерируемых импульсов для $2\pi c/\omega_1 = 800$ нм, $\tau_p = 50$ фс, $I_1 = 1.5 \cdot 10^{14}$ Вт/см^2, $I_2 = I_1/16$, $\psi_1 = 0$,

для левого графика $\Delta\omega/\omega_1 = 0.1$, для правого графика $\Delta\omega/\omega_1 = -0.1$. Сплошные кривые соответствуют случаю двухцветного ионизующего импульса $I_3 = 0$, штриховые и штрих-пунктирные кривые — случаю трехцветного ионизующего импульса с $I_3 = I_1/25$ и $\psi_3 = 0$ или $\psi_3 = \pi$ соответственно.

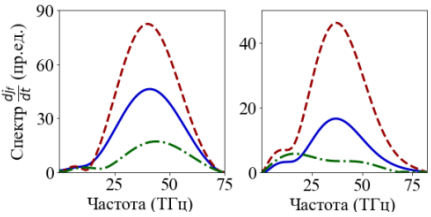


Рис. 2

Таким образом, возможно управление спектром, волновой формой и амплитудой генерируемого терагерцового и среднего инфракрасного излучения посредством изменения фазового сдвига между третьей и основной гармоникой в трехцветном ионизующем импульсе. Это может быть использовано для создания частотно-перестраиваемых источников излучения с контролируемыми параметрами в труднодоступных частотных диапазонах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-32-70213).

[1] Cook D.J., Hochstrasser R.M. // Opt. Lett. 2000. Vol. 25. P. 1210.
[2] Kim K.Y., Glownia J.H., Taylor A.J., Rodriguez G. // Opt. Express. 2007. Vol. 15. P. 4577.
[3] Kostin V.A., Laryushin I.D., Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 117. P. 035003.
[4] Zhang L.-L., Wang W.-M., Wu T., et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. Vol. 119. P. 235001.
[5] Vvedenskii N.V., Korytin A.I., Kostin V.A., et al. // Physical Review Letters. 2014. Vol. 112. P. 055004.
[6] Balčiūnas T., Lorenc D., Ivanov M., et al. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. P. 15278.
[7] Силаев А.А., Костин В.А., Ларюшин И.Д., Введенский Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 160.
[8] Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2018. Vol. 120. P. 065002.
[9] González de Alaiza Martínez P., Babushkin I., Bergé L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114. P. 183901.
[10] Vaičaitis V., Balachninaitė O., Morgner U., Babushkin I. // J. App. Phys. 2019. Vol. 125. P. 173103.
[11] Костин В.А., Ларюшин И.Д., Введенский Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 81.
[12] Осовицкая И. В., Костин В. А., Введенский Н. В. // Труды XXIV Научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 13.
[13] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 245002.
[14] Tong X.M., Lin C.D. // J. Phys. B. 2005. Vol. 38. P. 2593.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА В НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Е.П. Шерстнев, П.А. Шилягин, Г.В. Геликонов

Институт прикладной физики РАН

Оптическая когерентная томография (ОКТ) – неинвазивный метод медицинской диагностики, основанный на регистрации интерференции низкокогерентного излучения, рассеиваемого оптическими неоднородностями исследуемой среды, с опорной волной. Существует два основных способа реализации ОКТ. В первом снятие изображения происходит за счет смещения опорного зеркала, что требует временных затрат. В настоящее время более распространена другая реализация ОКТ. В ней сумма отраженных сигналов регистрируется спектрометром. Роль дисперсионного элемента в спектрометре, как правило, выполняет дифракционная решетка. В последнее время в дополнение к дифракционной решетке используется призма, корректирующая неэквидистантность снятия спектра. Однако эта призма также вносит изменения в дисперсию спектрометра [1].

Использование спектрометра в качестве регистрирующего элемента приводит к ослаблению сигнала с увеличением разности хода интерферирующих волн (в литературе используется термин «fall-off» [2]). Этот эффект обусловлен рядом факторов, основными из которых являются конечный размер элемента фотоприемного массива спектрометра и конечная ширина отдельно регистрируемой спектральной компоненты, определяемая дифракционными свойствами фокусируемого пучка и разрешающей способностью дифракционной решетки.

Существующее в настоящее время описание этого явления неудовлетворительно согласуется с экспериментальными данными [3]. Проблема этого описания заключается в том, что в нем не учтено влияние разрешающей способности дифракционной решетки. В исследовании [4] было представлено уточненное описание fall-off, которое учитывает влияние разрешающей способности дифракционной решетки и изменение дисперсии из-за использования дополнительной призмы, корректирующей неэквидистантность. Согласно этому описанию, при спектральной регистрации сигнала уменьшение отклика системы с увеличением разности хода интерферирующих волн представляется следующей формулой:

$$FO(z) = \frac{sin\left(\frac{z\ p\ R_0}{\eta}\right)}{\left(\frac{z\ p\ R_0}{\eta}\right)} \times exp\left[-\frac{1}{2}\frac{1+\eta^2}{\eta^2}(z\ w_0\ R_0)^2\right], \quad (1)$$

где z – разность хода, p – размер пикселя, R_0 – линейная дисперсия спектрометра без учета корректирующей призмы, η – коэффициент коррекции дисперсии, w_0 – ширина сфокусированного пучка на приемной линейке.

Предварительная оценка модели, основанная на сравнении с опубликованными экспериментальными данными [3], показывает ее состоятельность. Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке модели на натурном эксперименте.

В качестве мишени использовалась зеркальная поверхность с коэффициентом отражения 4%. Регистрация сигнала интерференции реализована с использованием

лабораторного устройства ОКТ с центральной длиной волны 1055 нм и шириной полосы приема 81 нм. Спектрометр устройства построен на дифракционной решетке с частотой штрихов 1500 1/мм, освещаемой пучком с полушириной на уровне $1/e$ 1,6 мм, и корректирующего элемента ($\eta = 0{,}74$). Фокусное расстояние объектива спектрометра составляет 86 мм, поперечный размер пикселя $p = 25$ мкм.

В пилотном эксперименте было обнаружено существенное влияние на результат явлений радиотехнической природы. Результаты показаны на рис. 1. Верхняя кривая соответствует теоретическому предсказанию, полученному с помощью формулы (1). Нижняя кривая показывает экспериментальные результаты. Зарегистрированная кривая чувствительности спектрометра существенным образом отличалась от теоретического предсказания в центральной части, несмотря на хорошее совпадение данных для крайних значений. При этом отношение экспериментально зафиксированных значений к определяемым с использованием формулы (1) имеет форму, симметричную относительно центра изображения. График этого отношения показан на рис.2. Ввиду особенностей формирования сигнала на выходе фотоприёмного элемента, заключающихся в независимом выводе чётных и нечётных отсчётов в два физически отдельных канала [5], центр изображения соответствует максимальной радиотехнической частоте, а зарегистрированный профиль обусловлен влиянием эффективного НЧ-фильтра, формируемого радиотехническими элементами каждого канала.

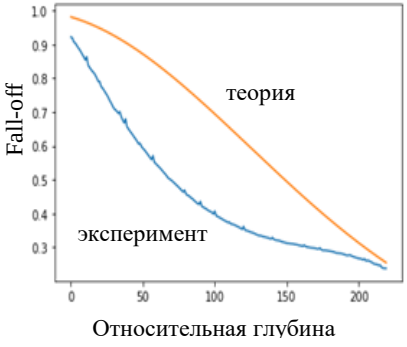


Рис. 1

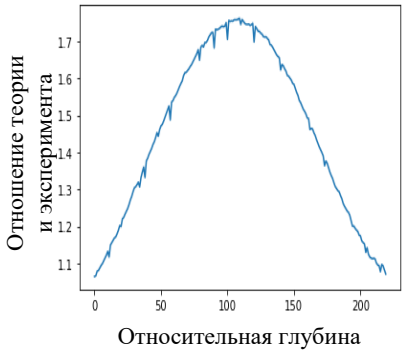


Рис. 2

Для подтверждения гипотезы о влиянии на изображение передаточной характеристики фильтра был проведен повторный эксперимент. Во втором эксперименте была четырехкратно понижена тактовая частота работы устройства. На рис. 3 показано сравнение опытных данных второго эксперимента и теоретического предсказания. Верхняя гладкая кривая показывает теоретические значения, нижняя кривая представляет собой набор пиков соответствующих положениям отражателя. Из рис. 3 видно, что совпадение теории и эксперимента при пониженной таковой частоте значительно лучше, чем в первом эксперименте (рис. 1). Кроме того, на рис. 3 заметно незначительное проседание по интенсивности в центре изображения. Это свидетельствует о том, что здесь проявляется передаточная характеристика. Отличия в начале

изображения связаны с уменьшением отраженной мощности, обусловленным смещением оси отражателя вследствие неравномерности движения каретки. В целом, результаты эксперимента соответствуют теоретическому предсказанию. Они также подтверждают гипотезу о возникновении расхождений в первом эксперименте из-за влияния факторов радиотехнической природы.

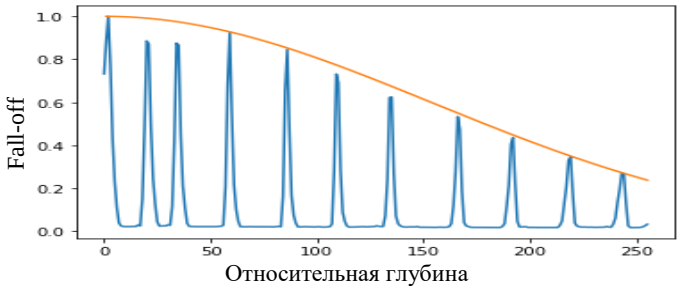


Рис. 3

В заключение следует сказать, что была проведена экспериментальная проверка полученного описания спектрометра (1). Полученные результаты подтверждают правильность модели, учитывающей влияние разрешающей способности дифракционной решетки. Однако было обнаружено влияние на ослабление радиотехнической составляющей спектрометра.

[1] Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Шилягин П.А. // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 106, № 3. С. 518.
[2] Hu Z. et.al. // Appl. Opt. 2007. Vol. 46, № 35. P. 8499.
[3] Lan G. et. al. // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 42353.
[4] Шерстнев Е.П. и др. // XXV Нижегородская сессия молодых ученых (технические, естественные, математические, гуманитарные науки). 2020. С. 259.
[5] Ксенофонтов С.Ю. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 62. С. 167.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ЖИДКОЙ СРЕДЫ ЗА ЧАСТИЧНО ПРОЗРАЧНОЙ МЕМБРАНОЙ СРЕДСТВАМИ НИЗКОКОГЕРЕНТНОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

П.А. Шилягин, А.А. Новожилов, Г.В. Геликонов

Институт прикладной физики РАН

Оптическая когерентная томография (ОКТ), основанная на интерферометрической регистрации рассеиваемого в исследуемой среде излучения ближнего инфракрасного диапазона, на сегодняшний день является наиболее перспективной техникой, позволяющей диагностировать наличие жидкости в барабанной полости человека. Преимущества ОКТ перед другими подходами обусловлены неинвазивностью процедуры (используемая мощность оптического излучения лежит намного ниже возможного порога повреждения тканей), высоким разрешением (единицы-десятки микрон при визуализируемом объёме более 100 мкл) и скоростью получения изображений (регистрация данных ОКТ занимает не более минуты с момента начала процедуры). Чувствительность и специфичность ОКТ по отношению к детектированию жидкости в барабанной полости при визуальном анализе составляет 91% и 90% соответственно при согласии респондентов на уровне 87% [1]. Приведённые величины существенно превышают соответствующие значения для используемых в настоящее время способов диагностики (в основном, визуальной отоскопии и тимпанометрии). Дополнительно проводилась оценка возможности ОКТ к определению вязкости экссудата в барабанной полости – опция, совершенно недоступная другим известным методикам, о возможности которой свидетельствуют более ранние работы [2, 3].

Настоящая работа посвящена вопросу развития методов дифференцировки вязкого и жидкого заполнения по данным ОКТ.

Эффективным инструментом для анализа содержимого барабанной полости (БП) является сравнение регистрируемого сигнала в соответствующей области изображения с эталонным сигналом из наружного слухового прохода (НСП), заведомо не содержащего какой-либо среды, кроме воздушной. В настоящей работе рассматривается использование для анализа гистограмм распределения яркости, типичный вид которых в норме, а также для случая жидкого и вязкого экссудатов представлен на рисунке. Наружный слуховой проход при исследованиях ОКТ не заполняется иммерсирующими жидкостями, вследствие чего область НСП в данных ОКТ не содержит сторонних рассеивателей и может использоваться как эталонная область для определения уровня и дисперсии шума на изображении. В норме БП также не содержит рассеивателей, в результате чего гистограмма распределения яркости в области БП с высокой точностью совпадает с гистограммой для НСП (а). При наличии единичных рассеивателей, взвешенных в прозрачном экссудате, что харатерно для экссудатов с низкй вязкостью, общий уровень сигнала в области БП также не отличается от шумового, хотя в области высоких значений гистограммы они начинают различаться (б). Совершенно отличная ситуация наблюдается при заполнении БП экссудатом высокой вязкости. Из-за высокого содержания высокомолекулярных соединений и крупных объектов (отдельные клетки, фрагменты тканей и клеточные обломки) интегральный сигнал рассеяния значительно превышает шумовой уровень, что приводит к существенному – более чем на величину полуширины распределения яркости шума σНСП

– смещению гистограммы распределения яркости в область более высоких значений (в).

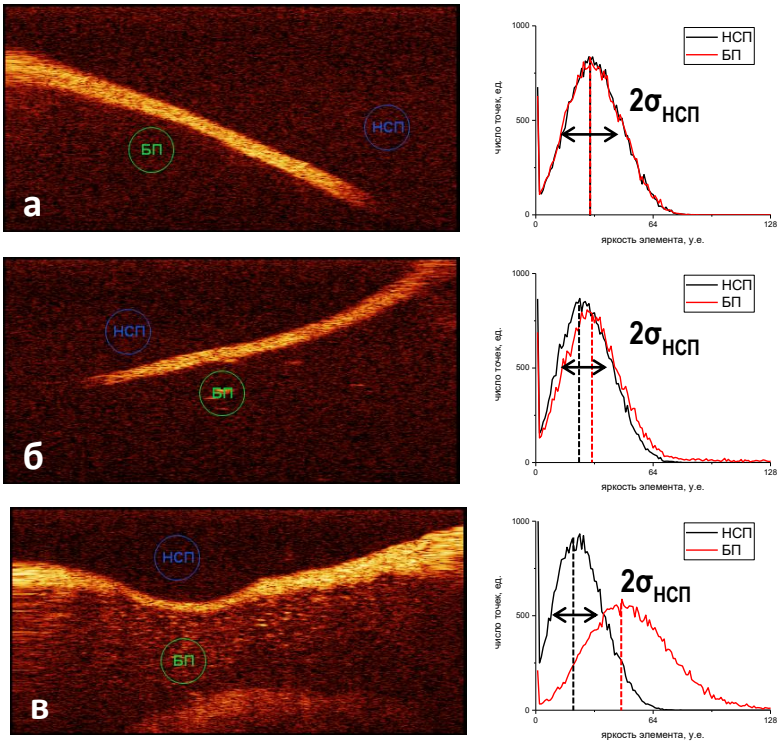


Рис. 1

Для определения состояния (степени вязкости) экссудата рассчитывается показатель *ECond*:

$$ECond = \frac{C_{БП} - C_{НСП}}{\sigma_{НСП}},$$

где $C_{БП}$ и $C_{НСП}$ – положения центров соответствующих распределений, а $\sigma_{НСП}$ – значение полуширины шумового распределения. Превышение значением показателя *ECond* уровня 1 рассматривается как признак наличия вязкого экссудата в БП, обусловливающего высокий уровень обратного рассеяния зондирующего излучения.

Применимость подхода обусловлена тем, что в ОКТ визуальную информацию о рассеивающей структуре представляют в виде яркостного изображения. Численное значение яркости отдельного элемента изображения пропорционально лога-

рифму интенсивности излучения, возвращённого в интерферометр из соответствующей области пространства. В области изображения, соответствующей воздушной среде и не содержащей рассеивателей, яркость элемента определяется фундаментальными шумами приёмной системы, и её величина также пропорциональна логарифму интенсивности зондирующего излучения. Таким образом, в окончательном виде и второй характеристический показатель *ECond* определяеся независимо от вариативных параметров, обеспечивающих гибкость пользовательских настроек визуализации устройства ОКТ – коэффициента пропорциональности между логарифмированными значениями интенсивности сигнала ОКТ и значениями яркости изображения ОКТ, а также значения пороговой интенсивности, принимаемой за нулевое значение яркости изображения ОКТ («уровень чёрного»).

Оценка эффективности разработанной методики выполнялась на клинических данных пациентов, которым проводилась процедура тимпаностомии (эвакуация экссудата из БП). По итогам анализа 52 клинических случаев чувствительность/специфичность ОКТ по отношению к определению вязкого экссудата составила 93 и 99 процентов соответственно, что существенно выше, чем было опубликовано для ОКТ ранее (58 и 82 процента соответственно) [1].

Введение аналогично показателю *ECond* характеристического показателя EPres, определяемого выражением

$$EPres = \frac{M_{\text{БП}} - M_{\text{НСП}}}{\sigma_{\text{НСП}}},$$

где $M_{\text{БП}}$ и $M_{\text{НСП}}$ – максимальные значения соответствующих распределений, позволяет формализовать также и процедуру детектирования наличия экссудата в БП. Оценка эффективности использования такого показателя также приводит к существенному улучшению точности диагностики: чувствительность к наличию экссудата увеличивается до 99%, специфичность до 100% (ранее публиковались значения (91 и 92 процента соответственно) [1].

[1] Preciado D. et.al. // Otolaryngology–Head and Neck Surgery. 2020. Vol. 162. P. 367.
[2] Monroy G.L. et.al. // J Biophotonics. 2017. Vol. 10, № 3. P. 394-403.
[3] Shilyagin P.A. et.al. // Laser Phys. Lett. 2018. Vol. 15, № 9. P. 096201.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, НАПРАВЛЯЕМЫХ КОМПАКТНЫМ НЕРВНЫМ ВОЛОКНОМ В ОПТИЧЕСКОМ И ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНАХ ЧАСТОТ

С.В. Леонов, В.А. Еськин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы значительное внимание уделяется изучению волноводных свойств как отдельных аксонов, так и нервных волокон, образованных аксонами [1-3]. Такой интерес объясняется исследованием особенностей межклеточной коммуникации посредством локализованных волн [2, 3]. Кроме того, такое внимание связано с развитием методов бесконтактной стимуляции проводящих нервных путей электромагнитным излучением [4-5], длина волны которого сопоставима с линейными размерами нервных клеток, так как подобные методы лишены недостатков, присущих контактной стимуляции, к которым относятся: возбуждение группы близко расположенных нейронов отдельным электродом и эрозия электродов в присутствии жидкостей организма. Для указанных задач и для задачи возбуждения нервного волокна сосредоточенным источником имеется необходимость в выяснении спектра собственных волн нерва и структуры их полей.

В данной работе исследовались собственные волны в оптическом и инфракрасном диапазоне частот, поддерживаемые нервным волокном, состоящим из плотно упакованных идентичных аксонов. В качестве аксона, образующего нерв, была рассмотрена модель, представляющая собой однородную цилиндрическую диэлектрическую структуру бесконечной длины, внутренняя область которой отделена от внешнего пространства, заполненного водой, продольно однородной миелиновой оболочкой [1]. Миелин рассматривался как непрерывная среда с фиксированной диэлектрической проницаемостью, так как длины волн в заданных диапазонах частот значительно превышают характерные размеры входящих в его состав элементов. Проницаемость миелина, находящаяся в сильной зависимости от диэлектрических свойств и размеров составляющих его молекулярных структур, а именно липидов, миелиновых белков и воды, была рассчитана на основе средних характерных значений диэлектрических проницаемостей этих веществ. Для определения диэлектрических свойств воды использовались известные экспериментальные данные измерения показателей преломления и затухания электромагнитных волн в оптическом и инфракрасном диапазонах частот. Было рассмотрено компактное нервное волокно, состоящее из трёх плотно упакованных аксонов. Из условий непрерывности тангенциальных компонент полей на внутренней и внешней поверхностях миелиновых оболочек на основе метода матрицы рассеяния получена система линейных уравнений для неизвестных амплитудных коэффициентов. Из требования равенства нулю определителя этой системы было получено дисперсионное уравнение для собственных мод, определяющее зависимость продольного волнового числа от частоты поля.

На рис. 1 показаны абсолютные значения электрического (а) и магнитного (б) полей для моды, обладающей максимальными значениями постоянной распространения во всём рассмотренном интервале длин волн и существующей при всех частотах. Приведённый рисунок построен при длине волны $\lambda=2$ мкм, внутреннем радиусе аксо-

на a_1=1,5 мкм и его внешнем радиусе a_2=2,5 мкм. Как можно видеть, поле этой моды обладает симметрией вращения 3-го порядка.

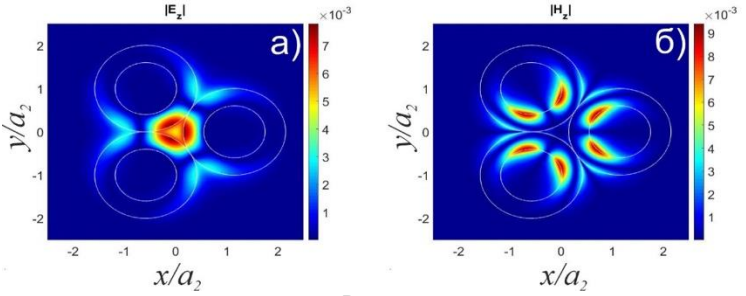


Рис. 1

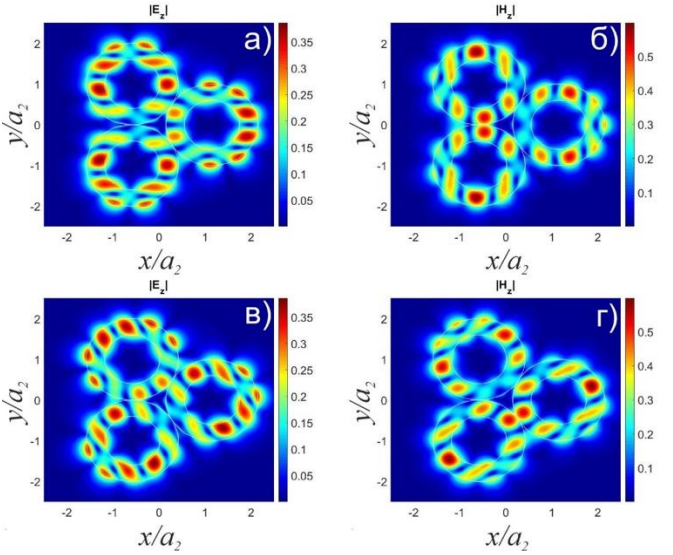


Рис. 2

Кроме мод, обладающих симметрией вращения, нервное волокно поддерживает распространение волн, лишённых такой симметрии. На рис. 2 приведены структуры электрического и магнитного полей двух таких мод, которые являются вырожденными модами: при одинаковой постоянной распространения они имеют разные структуры поля. Так, поля на рис. 2 (а) и (б) получаются из полей рис. 2 (в) и (г) вращением

на 120 градусов по ходу часовой стрелки относительно оси симметрии нервного волокна.

В данной работе исследованы особенности распространения электромагнитных волн, направляемых нервным волокном в оптическом и инфракрасном диапазонах частот. Численно найдены зависимости постоянных распространения и постоянных затухания собственных мод нервного волокна от частоты в оптическом и инфракрасном диапазонах. Определены дисперсионные характеристики и структуры полей для различных мод. Установлено, что нервное волокно поддерживает распространение мод, обладающих симметрией вращения и лишённых этой симметрии. Из последнего типа волн формируются наборы вырожденных мод.

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

[1] Ostafiychuk O.M., Es'kin V.A., Kudrin A.V., Popova A.A. // 2019 PhotonIcs and Electromagnetics Research Symposium Proceedings. 2019. P. 19416726.
[2] Kumar S., Boone K., Tuszynski J., Barclay P., Simon C. // Sci. Rep. 2016. Vol. 6. P 36508.
[3] Zangari A., Micheli D., Galeazzi R., Tozzi A. // Sci. Rep. 2018. Vol. 8. P. 539.
[4] Peterson E. J., Tyler D. J. // J. Neural Engin. 2014. Vol. 11, №. 1. P. 016001.
[5] Shapiro M.G., Homma K., Villarreal S., Richter C.-P., Bezanilla F. // Nature Commun. 2012. P. 736.

О СТРУКТУРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРНОГО ГИРОСКОПА

А.О. Климин, Н.Д. Миловский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рассматривается модель лазерного гироскопа на основе заполненного активным веществом кольцевого резонатора, который вращается с угловой скоростью $\boldsymbol{\Omega} = \Omega\, \boldsymbol{z_0}$ вокруг оси, проходящей через центр кольца. Потоки излучения по и навстречу направлению вращения в таком лазере имеют разные частоты, что известно в научном сообществе как эффект Саньяка [1]. Изучению и практическим приложениям эффекта Саньяка посвящено большое количество работ [2]. В наших публикациях [3, 4] получены наиболее точные формулы для частот встречных неоднородных плоских волн, у которых целое число q длин волн укладывается на окружности 2πρ кольца. При этом характеристические уравнения для собственных частот

$$\omega_q^{\pm} = \left[qc(1-\beta^2)/\rho\left(\sqrt{\bar{n}^2} \pm \beta\right)\right] \tag{1}$$

учитывают наличие зависимости показателя преломления $\bar{n}$ во вращающемся диэлектрике от координаты ρ.

При учете потерь кольцевого резонатора неоднородные плоские волны должны иметь конечную ширину спектра в пределах интервала $\Delta\omega^{\pm}$ вблизи центральной частоты $\omega_q^{\pm}$ и фактически представлять собой суперпозиции монохроматических неоднородных плоских волн, например, TE типа с проекциями на оси координат

$$\left[\tilde{E}_{\xi 0}^{\pm}(\rho,\psi), \tilde{B}_{\rho 0}^{\pm}(\rho,\psi), \tilde{B}_{\psi 0}^{\pm}(\rho,\psi)\right] exp[i(\omega^{\pm}t \mp \kappa_{\pm}\psi)]. \tag{2}$$

Для этих волн справедливы дисперсионные уравнения

$$\omega^{\pm} = \left[\kappa_{\pm}c(1-\beta^2)/\rho\left(\sqrt{\bar{n}^2} \pm \beta\right)\right], \tag{3}$$

которые получаются с помощью замен $q \to \kappa_{\pm}$, $\omega_q^{\pm} \to \omega^{\pm}$ из (1) и характеризуют состояние среды кольцевого лазера.

Реальные пространственные структуры излучения лазерного гироскопа – параксиальные встречные пучки типа TE (или TM-типа), векторные комплексные амплитуды $\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm}(\rho,\psi,\xi) \equiv \widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm}$ которых мало изменяются на пространственных периодах $\lambda_q^{\pm} = (2\pi\rho/q)$**.** Они удовлетворяют уравнениям

$$\frac{\partial}{\partial\psi}\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm} \mp i\frac{\rho\bar{\mu}}{2\kappa_{\pm}}\bar{\gamma}^3\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\frac{\rho}{\bar{\mu}}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm}/\gamma\right)\right] \mp i\frac{\rho^2}{2\kappa_{\pm}}\left(\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2}{\partial\psi^2}\right)\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm} = 0 \tag{4}$$

для полей, которые мало меняются по направления $\pm\boldsymbol{\psi}_0$ в дисперсионных средах (3) и приближенно могут описываться уравнениями диффузии комплексных амплитуд:

$$\frac{\partial}{\partial\psi}\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm} \mp i\frac{\rho\bar{\mu}}{2\kappa_{\pm}}\bar{\gamma}^3\frac{\partial}{\partial\rho}\left[\frac{\rho}{\bar{\mu}}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm}/\gamma\right)\right] \mp i\frac{\rho^2}{2\kappa_{\pm}}\frac{\partial^2}{\partial\xi^2}\widetilde{\boldsymbol{E}}_0^{\pm} = 0. \tag{5}$$

Можно считать, что встречные монохроматические параксиальные пучки, распространяясь внутри кольцевого световода из оптоволокна, в стационарном режиме работы лазера имеют во всех сечениях ψ одинаковые зависимости векторных ком-

плексных амплитуд $\tilde{\mathbf{E}}_0^{\pm}$ от поперечных координат. Это значит, что амплитуды $\tilde{\mathbf{E}}_0^{+}(\rho,\Theta,\xi)$ и $\tilde{\mathbf{E}}_0^{+}(\rho',\Theta',\xi')$ распространяющегося по направлению $+\boldsymbol{\psi}_0$ параксиального волнового пучка в сечениях $\Theta' \equiv \bar{\rho}\psi'$ и $\Theta \equiv \bar{\rho}\psi = \bar{\rho}(\psi' + \Delta\psi)$, где $\bar{\rho}$ – радиус траектории центра пучка по кольцу резонатора, имеют одинаковую пространственно-поляризационную структуру и равны по величине $\tilde{\mathbf{E}}_0^{+}(\rho,\Theta,\xi) \equiv \tilde{\mathbf{E}}_0^{+}(\rho',\Theta',\xi')$.

Если рассмотреть пространство между двумя сечениями $\Theta = \bar{\rho}(\psi' + \Delta\psi)$ и $\Theta' \equiv \bar{\rho}\psi'$ и пренебречь (с заранее определённой точностью) различием в направлениях нормалей к сечениям Θ и Θ', то уравнение для определения $\tilde{\mathbf{E}}_0^{+}(\rho,\Theta,\xi)$ получается непосредственно из дифракционной формулы Френеля-Киргофа [5]

$$\tilde{\boldsymbol{E}}_0^{+}(\rho,\theta,\xi) = i\frac{\kappa_+}{4\pi}\int_A \tilde{\boldsymbol{E}}_0^{+}(\rho',\theta',\xi')\frac{e^{-i\kappa_+ R}}{R}(1+cos\,\theta)\,\partial\rho'\partial\xi', \qquad (6)$$

в которой $R \equiv |\mathbf{R}|$ – расстояние от точки источника в сечении Θ' до точки наблюдения в сечении Θ и θ – угол, образованный вектором $\mathbf{R}$ с нормалью к плоскости в сечении Θ'. Используемое приближение фактически означает, что кольцевой световод с определенной точностью преобразован в открытую цилиндрическую линию передачи (световод) длины $2\pi\bar{\rho}$.

Численное решение уравнения (6) можно получить в результате последовательного вычисления итераций поля $\tilde{\mathbf{E}}_0^{+}$ по формуле

$$\tilde{\boldsymbol{E}}_{f+1}^{+}(\rho,\theta,\xi) = i\frac{\kappa_+}{4\pi}\int_A \tilde{\boldsymbol{E}}_f^{+}(\rho',\theta',\xi')\frac{e^{-i\kappa_+ R}}{R}(1+cos\theta)\,\partial\rho'\partial\xi' \qquad (7)$$

при неограниченном увеличении числа f и стремлении разности значений $\tilde{\mathbf{E}}_{\mathrm{f}+1}^{+} - \tilde{\mathbf{E}}_{\mathrm{f}}^{+}$ к величине, близкой к нулю. Согласно [6] таким способом можно рассмотреть преобразование поля волны, которая находится в пространстве, ограниченном двумя круглыми зеркалами радиуса a, и поочередно отражается от них или распространяется в передающей среде, содержащей бесконечный набор соосных идентичных отверстий радиуса a на эквидистантных параллельных поглощающих перегородках, число которых $f \to \infty$.

Точность, с которой возможна замена кольцевого световода на цилиндрический, можно оценить при преобразовании ядра реального уравнения (6) в симметричное ядро уравнения Фредгольма второго рода. В системе отсчёта с произвольно выбранным началом координат вектор точки источника возмущения $\mathbf{Q} = \Theta'\boldsymbol{\psi}_0' + \rho'\boldsymbol{\rho}_0' + \xi'\boldsymbol{\xi}_0'$ в сечении Θ' и вектор точки наблюдения $\mathbf{P} = \Theta\boldsymbol{\psi}_0 + \rho\boldsymbol{\rho}_0 + \xi\boldsymbol{\xi}_0 \equiv \bar{\rho}(\psi' + \Delta\psi)\boldsymbol{\psi}_0 + \rho\boldsymbol{\rho}_0 + \xi\boldsymbol{\xi}_0$ в сечении Θ образуют вектор $\mathbf{R} = \mathbf{P} - \mathbf{Q}$, направленный из точки Q в точку P. Расстояние R между P и Q находятся как $R = \sqrt{([\mathbf{P}-\mathbf{Q}]\cdot[\mathbf{P}-\mathbf{Q}])}$. При расчёте R следует учитывать различия в направленностях ортов $\boldsymbol{\psi}_0$, $\boldsymbol{\psi}_0'$, $\boldsymbol{\rho}_0$, $\boldsymbol{\rho}_0'$:

$$\begin{gathered}(\boldsymbol{\psi}_0\cdot\boldsymbol{\psi}_0') = (\boldsymbol{\rho}_0\cdot\boldsymbol{\rho}_0') = cos\Delta\psi \cong 1-(\Delta\psi)^2/2 \approx 1;\\ (\boldsymbol{\psi}_0'\cdot\boldsymbol{\rho}_0) = -(\boldsymbol{\psi}_0\cdot\boldsymbol{\rho}_0') = sin\Delta\psi \approx \Delta\psi,\end{gathered} \qquad (8)$$

а также их ортогональность направленным по оси вращения ортам $\boldsymbol{\xi}_0$ и $\boldsymbol{\xi}_0'$:

$$(\boldsymbol{\xi}_0\cdot\boldsymbol{\psi}_0') = (\boldsymbol{\xi}_0\cdot\boldsymbol{\rho}_0') = (\boldsymbol{\xi}_0'\cdot\boldsymbol{\psi}_0) = (\boldsymbol{\xi}_0'\cdot\boldsymbol{\rho}_0) = (\boldsymbol{\xi}_0\cdot\boldsymbol{\psi}_0) = \qquad (9)$$

$$= (\boldsymbol{\xi}_0 \cdot \boldsymbol{\rho}_0) = (\boldsymbol{\xi}_0' \cdot \boldsymbol{\psi}_0') = (\boldsymbol{\xi}_0' \cdot \boldsymbol{\rho}_0') = 0;\ (\boldsymbol{\xi}_0 \cdot \boldsymbol{\xi}_0') = 1.$$

Принимая во внимание (8) и (9), квадрат расстояния между точками P и Q можно записать в виде:

$$R^2 \approx (\Delta\Theta)^2 + (\rho - \rho')^2 + (\xi - \xi')^2 - 2(\rho - \rho')\Theta'\Delta\psi + 2\Delta\Theta\rho'\Delta\psi. \qquad (10)$$

В кольцевом лазерном гироскопе существует трансляционная симметрия по окружности кольца радиуса $\bar{\rho}$, в силу которой величина R^2 в (10) не должна зависеть от координаты Θ' точки источника, так что начало отсчёта Θ' может выбираться произвольно. Это значит, что в формуле (10) в качестве координаты источника возмущения можно использовать $\Theta' = 0$, представив R^2 в виде

$$R^2 \equiv (\Delta\Theta)^2 + (\rho - \rho')^2 + (\xi - \xi')^2 + 2\Delta\Theta\rho'\Delta\psi. \qquad (11)$$

Расстояние R в выражении (7) не может зависеть от координаты ρ' точки источника, с которой начинается вычисление интеграла, ибо результат интегрирования не должен зависеть от последовательности интегрирования по ρ'. Следовательно, в формуле (11) в качестве координаты источника возмущения можно использовать начало координат $\rho' = 0$, что позволяет представить R^2 в виде суммы

$$R^2 \equiv (\Delta\Theta)^2 + (\rho - \rho')^2 + (\xi - \xi')^2, \qquad (12)$$

в которой члены $(\rho - \rho')^2$ и $(\xi - \xi')^2$ должны быть много меньше $(\Delta\Theta)^2$. Тогда R можно разложить в ряд по малому параметру и ограничится двумя членами разложения:

$$R \cong \Theta + \frac{r_\perp^2 + r_\perp'^2 - 2r_\perp r_\perp' \cos(\phi - \phi')}{2\Delta\Theta}, \qquad (13)$$

где $r_\perp^2 = \rho^2 + \xi^2$ и $\phi = \mathrm{arctg}(\rho/\xi)$. В этом случае выражение под интегралом (6) становится симметричным, итерационная формула (7) трансформируется в

$$\tilde{\boldsymbol{E}}_{f+1}^{+}(0, r_\perp, \phi) = \frac{i\kappa_+}{2\pi\Delta\Theta} e^{-i\kappa_+\Delta\Theta} \int_0^a d\, r_\perp{}' \int_0^{2\pi} \tilde{\boldsymbol{E}}_f^{+}(0, r_\perp', \phi') \times$$
$$\times\, exp\{-i\kappa_+[(r_\perp^2 + r_\perp'^2)/2\Delta\Theta - (r_\perp r_\perp'/\Delta\Theta)\cos(\phi - \phi')]\} r_\perp' d\phi', \qquad (14)$$

и (6) преобразуется в уравнение Фредгольма второго рода с симметричным ядром

$$\tilde{\boldsymbol{E}}_0^{+}(r_\perp) = i\frac{\kappa_+}{\Delta\Theta} e^{-i\kappa_+\Delta\Theta} \int_0^a \tilde{\boldsymbol{E}}_0^{+}(r_\perp') J_0\left(\kappa_+ \frac{r_\perp r_\perp'}{\Delta\Theta}\right) e^{-i\kappa_+ \frac{[r_\perp^2 + r_\perp'^2]}{2\Delta\Theta}} r_\perp' dr_\perp' \equiv$$
$$\equiv \tilde{\gamma} \int_0^a \tilde{\boldsymbol{E}}_0^{+}(r_\perp') J_0\left(\kappa_+ \frac{r_\perp r_\perp'}{\Delta\Theta}\right) e^{-i\kappa_+[r_\perp'^2]/2\bar{\rho}^2\Delta\psi} r_\perp' dr_\perp'. \qquad (15)$$

Если взять $\bar{\rho} = 100$ см, длину волны $\lambda = 10^{-4}$ см, ширину пучка $a = 0.1$ см и $\Delta\psi = 2\pi/100$, то реальное R с точностью 0,2% совпадает с R в виде формулы (13), в которой малый член $[|\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}_\perp'|^2/2(\Delta\Theta)^2] \equiv [a^2/2(\Delta\Theta)^2] = a^2/(8\pi^2) = 1.26 \cdot 10^{-4} \ll 1$.

Поиск стационарного решения интегрального уравнения численными методами с помощью итерационных формул типа (14) сводится к заданию начального распределения и запуску многократного расчёта от одной границы элементарной ячейки к

другой. Решения на f и $f+1$ шагах при достаточно большом количестве итераций f связаны уравнением $\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{f+1}=\tilde{\gamma}\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{f}$, где $\tilde{\gamma}$ – комплексная постоянная, не зависящая от координат.

На рис. 1 приведены зависимости от координаты $r_{\perp}$ (в см) нормированной на максимум абсолютной величины $\left|\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{0}\right|$ (рис. 1а) и в радианах фазы $ang\left(\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{0}\right)$ поля $\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{0}$ (рис. 1б). Эти графики полностью определяют пространственную структуру каждой проекции векторного электрического поля $\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{0}$ параксиального пучка на оси цилиндрической системы координат. В них содержится такая же информация, какая (в случае аналитического решения) имеется в собственных функциях интегрального уравнения.

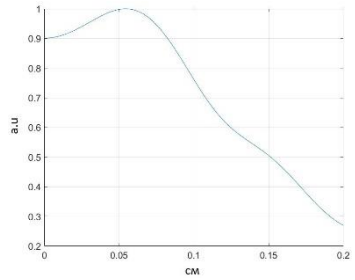


Рис. 1а

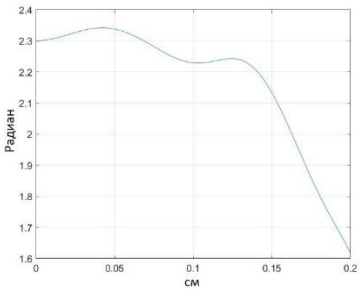


Рис. 1б

В результате проведённого расчёта получена постоянная $\tilde{\gamma}=\lim_{f\to\infty}\left(\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{f+1}/\tilde{\mathbf{E}}^{+}_{f}\right)=0.9505\exp(i\,0.2168)$, которая имеет смысл собственного значения интегрального уравнения. С участием комплексной постоянной $\tilde{\gamma}$ определяются потери в резонансной системе и новые (смещенные относительно ω^{+}_{q}) резонансные частоты.

Аналогичное исследование можно провести для волн $\tilde{\mathbf{E}}^{-}_{0}$ кольцевого лазерного гироскопа, распространяющихся навстречу направлению вращения. Расчётные формулы получатся из (14) и (15) изменением знака перед мнимой единицей i и заменами знака + на знак – во всех индексах.

[1] Sagnac M.G. // Compt. Rend. 1913. Vol. 157, № 17. P. 708.
[2] Малыкин Г.Б. // УФН. 2002. Т. 172. № 8. С. 849.
[3] Миловский Н.Д. // Оптика и спектр. 2017. Т. 123, № 4. С. 633.
[4] Миловский Н.Д., Климин А.О. // Оптика и спектр. 2020. Т. 128, № 12. С. 1958.
[5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – Москва: ГИ ФМЛ, 1970, 856 с.
[6] Фокс А., Ли. Т. Резонансные типы колебаний в интерферометре квантового генератора // Лазеры. Сб. статей под редакцией М.Е. Жаботинского и Т.А. Шмаонова. – М.: Ил., 1963. С. 325 – 362.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2021 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С ПОМОЩЬЮ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков,
О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, И.В. Самарцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Анизотропия преломления оптического кристалла за счет приложения внешнего воздействия [1, 2] является одним из новых принципов управления поляризационными свойствами излучения. Приложение внешнего воздействия позволяет понизить степень симметрии лазерного кристалла, благодаря чему в кристаллах кубической сингонии (в том числе A3B5) становится возможным существование двух взаимно перпендикулярных направлений поляризации [3, 4]. Недостатком этого принципа является необходимость механического воздействия (например, приложение внешнего давления) на структуру, что сложно реализуемо технически и повышает вероятность износа. Тем не менее, с развитием и совершенствованием метода эпитаксиальной технологии, стало возможным изготовление лазерных гетероструктур на основе полупроводников с различным уровнем рассогласования кристаллических решеток, а также варьирование знака упругих напряжений при формировании активной области лазера, что является альтернативным способом управления поляризацией лазерного излучения.

В настоящей работе был разработан и экспериментально исследован полупроводниковый лазер, в котором возможность управления поляризацией излучения реализована конструктивно - за счет наличия знакопеременных напряжений в активной среде, и генерирующий излучение на двух близких частотах с разными линейными взаимно ортогональными поляризациями (TE и TM моды).

Исследуемая лазерная структура выращивалась методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе и содержала следующие слои: буферный слой n-GaAs (500 нм), градиентный ограничительный слой n-AlGaAs (100 нм), ограничительный слой n-$Al_{0.65}Ga_{0.35}As$ (1090 нм), волноводный слой $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ (350 нм), квантовая яма (КЯ)1 – AlInGaAs (10 нм), волноводный слой $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ (50 нм), КЯ2 – GaAsP (10 нм), волноводный слой $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ (350 нм), ограничительный слой p-$Al_{0.65}Ga_{0.35}As$ (1090 нм), градиентный ограничительный слой p-AlGaAs (100 нм), контактный слой p+ - GaAs (300 нм).

В исследуемой экспериментальной структуре состав квантовых ям подбирался таким образом, чтобы за счёт рассогласования параметров решётки одна из них испытывала деформации растяжения (GaAsP), а вторая – сжатия (AlInGaAs). Таким образом, формировалась активная область со знакопеременными упругими напряжениями, способная к генерации как TE-, так и TM-поляризованной моды.

На основе выращенных гетероструктур были изготовлены лазерные диоды полоскового типа с шириной полоска 100 мкм. Изготовление осуществлялось методом фотолитографии и прецизионного химического травления с последующей протонной имплантацией областей, расположенных вне контактного полоска [5]. Зеркалами резонаторов в лазерных диодах служили сколотые грани структуры.

Исследовалась фотолюминесценция изготовленной структуры (77 K) при возбуждении He-Ne лазером (длина волны 632 нм) мощностью до 30 мВт. Исследования

излучательных свойств образцов гетеролазеров проводились при температуре 300 К в непрерывном режиме накачки. Предметом исследований являются спектральные зависимости и поляризация излучения лазерных диодов. Исследование поляризации проводилось с использованием линейного поляризатора (призмы Глана), монохроматора МДР-23 и детектора.

На рисунке 1 приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) лазерной структуры при разных мощностях оптической накачки. Наблюдается два пика люминесценции с энергией 1.665эВ от КЯ GaAsP/GaAs и с энергией 1.645эВ от КЯ AlInGaAs/GaAs. Уменьшение мощности накачки до 2 мВт позволяет уменьшить общую интенсивность излучения, но сохраняет соотношение и положение пиков, что подтверждает вклад в спектр ФЛ основных излучательных переходов от обеих квантовых ям.

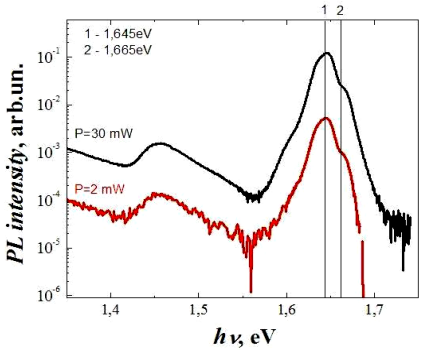


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции лазерной гетероструктуры, измеренные при разных уровнях оптической накачки при T=77 K.

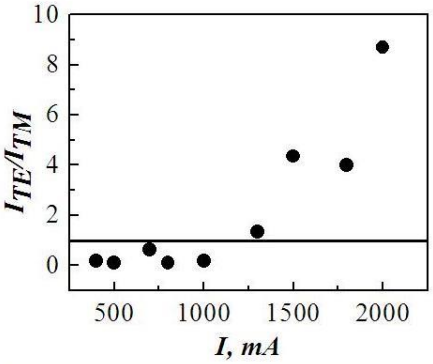


Рис. 2. Зависимость соотношения интенсивностей TE и TM- мод лазерного излучения от величины тока накачки. Линией отмечен уровень $I_{TE}/I_{TM}=1$.

Установлено, что излучение AlInGaAs упруго-сжатой КЯ характеризуется TE-поляризацией, тогда как излучение GaAsP растянутой КЯ TM-поляризовано. Различие в длинах волн генерации TE- и TM- мод составило 1 нм.

При низких значениях тока доминирует TM-компонента поляризации (рис. 2), т.е. значение I_{TE}/I_{TM} меньше единицы (уровень $I_{TE}/I_{TM}=1$, отмечен линией на графике). Наименьшее зарегистрированное значение I_{TE}/I_{TM} составило 0.11, иными словами, интенсивность TM- компоненты излучения примерно на порядок выше интенсивности TE-моды. При величине рабочего тока выше 1000 мА происходит перераспределение интенсивностей, и значение I_{TE}/I_{TM} становится больше единицы (начинает преобладать TE-компонента лазерного излучения).

При максимальном значении тока (2000 мА) интенсивность TE-компоненты излучения почти на порядок величины выше, чем интенсивность TM-компоненты. Таким образом, изменяя величину тока накачки, можно управлять величиной вклада в общую интенсивность излучения лазера отдельной линейно-поляризованной моды.

Отметим, что линии лазерной генерации двух ортогонально-поляризованных компонент излучения имеют максимально близкие длины волн: 817 нм для TM- и 818 нм для TE-поляризованного излучения, соответственно. Этот факт говорит о наличии минимального энергетического интервала между уровнями размерного квантования «легких и тяжелых» дырок в валентной зоне активной среды лазера. Следовательно, вероятность излучательного перехода «свободный электрон-LH1» для растянутой квантовой ямы (GaAsP/GaAs) сопоставима с вероятностью излучательного перехода «свободный электрон-HH1» для сжатой КЯ (AlInGaAs/GaAs). Данное обстоятельство обусловливает «переключение» между компонентами линейной поляризации при изменении величины тока накачки.

Таким образом, в работе показана возможность управления линейной поляризацией излучения полупроводникового лазера посредством формирования специализированных лазерных структур, имеющих определенные конструкционные особенности. Управление линейной поляризацией света (переключение между TM- и TE-модами лазерного излучения) осуществляется величиной тока накачки лазерного диода, содержащего в активной области две квантовые ямы, подверженные деформациям растяжения и сжатия.

Авторы выражают благодарность помощь в подготовке эксперимента Бирюкову А.А и Карзановой М.В.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики №СП-1302.2019.3.

[1] Bogdanov E.V., Kissel H., Kolokolov K.I. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2016. Vol. 31, № 3. P. 035008. DOI:10.1088/0268-1242/31/3/035008
[2] Bogdanov E.V., Kolokolov K.I., Melnikova N.V. et al. // IOP Conf. Series: Journal of Physics. 2017. Vol. 950, № 4. P. 042047. DOI:10.1088/1742-6596/950/4/042047
[3] Sun D., Bour D. P., Beernink K.J. et al. // SPIE. 1996. Vol. 2682. P. 108. DOI:10.1117/12.237646
[4] Алешкин В.Я., Дубинов. А.А. // Квантовая электроника. 2009. Vol. 39. P. 8.
[5] de Souza P., Danilov I., Boudinov H. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68, № 4. P. 535. DOI: 10.1063/1.116391

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ФТОРИДНЫХ И ТЕЛЛУРИТНЫХ СТЁКОЛ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ Ho^{3+}

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Уникальные оптические свойства ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) находят применение в широком спектре современных технологий. Материалы, легированные ионами РЗЭ, используются в устройствах генерации, передачи и управления оптическими сигналами. На их основе делают лазеры, волоконно-оптические усилители, биомедицинские волоконно-оптические датчики и т.д. Однако в последнее время интерес к таким материалам обусловлен попыткой создания визуализаторов излучения ближнего и среднего ИК-диапазонов (см., например, [1-3]). Они могут пригодиться при юстировке лазера, когда необходимо отследить ход луча.

Визуализаторы превращают не фиксируемое глазом ИК-излучение, падающее на рабочую поверхность, в видимое за счёт явления антистоксовой люминесценции (фотолюминесценция, длина волны которой меньше длины волны возбуждающего света).

Благодаря трудам Бломбергена [4], Овсянкина, Феофилова [5] и Озеля [6], в настоящее время установлено, что наибольшую вероятность возникновения антистоксовой люминесценции имеют два процесса. Это – последовательное (или по-другому ступенчатое) поглощение фотонов возбуждающего излучения и обмен энергией между ионами. Преобладание того или другого процесса можно определить из кинетики послесвечения – изменения интенсивности люминесценции ионов РЗЭ после окончания действия импульса возбуждающего излучения.

В данной работе исследовалась антистоксовая люминесценция образцов, содержащих ионы Ho^{3+}, а именно: фторидных стёкол ZBLAN, легированных ионами Ho^{3+}, Ho^{3+} и Yb^{3+}, и теллуритного стекла TeO_2-PbF_2, легированного ионами Ho^{3+} и Yb^{3+}.

Описание эксперимента

Для обнаружения антистоксовой люминесценции исследуемые образцы фторидных и теллуритных стёкол по очереди крепились на держателе. Накачка осуществлялась полупроводниковым лазером, работающим в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 975 нм с пиковой мощностью до 0,8 Вт, длительность импульсов генерации 3 мс, период следования импульсов 9 мс).

Измерение спектров люминесценции образцов осуществлялось с помощью автоматизированного монохроматора МДР-2. За его выходной щелью размещался фотоумножитель ФЭУ-79 (область спектральной чувствительности 300-830 нм, нагрузка ФЭУ 27 кОм), с которого сигнал поступал на вход селективного нановольтметра Unipan 237 (частота 111 Гц). Далее он поступал на АЦП, а затем на компьютер. Обработка результатов проводилась в программной среде LabVIEW.

При измерении времени затухания люминесценции использовался осциллограф Tektronix TDS 2024.

Результаты и обсуждение

Для образцов стекла состава ZBLAN:1%Ho^{3+}, ZBLAN:1%Ho^{3+}+3%Yb^{3+}, TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+} были получены спектры люминесценции. В них наблюдались полосы в диапазонах длин волн 525-560 нм (рис. 1) и 620-680 нм (рис. 2). Наибольшую интенсивность имели линии на длине волны 540 нм, соответствующие переходам ионов Ho^{3+} $^5S_2$,$^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$. А линии в области длины волны 650 нм соответствовали переходам ионов Ho^{3+} $^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$, $^3K_8 \rightarrow {}^5I_7$, $^5F_2 \rightarrow {}^5I_7$ и $^5F_3 \rightarrow {}^5I_7$.

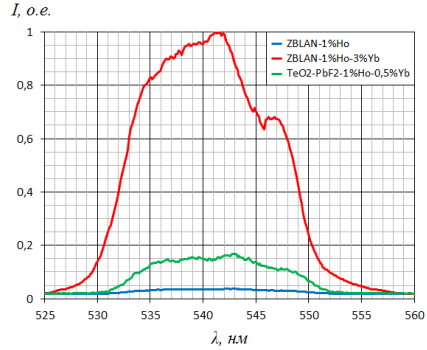


Рис. 1

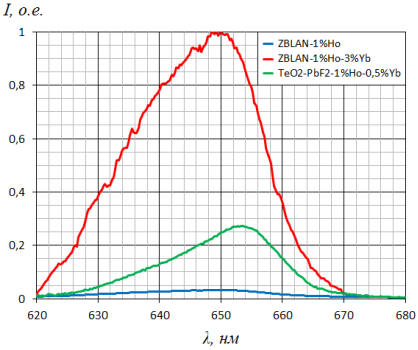


Рис. 2

Стоит отметить, что во время эксперимента стёкла, содержащие ионы Yb^{3+}, светились зелёным цветом. Наиболее ярким был образец ZBLAN:Ho^{3+}/Yb^{3+}. А вот стекло состава ZBLAN:Ho^{3+} практически не светилось.

Эти наблюдения полностью согласуются с полученными спектрами, из которых видно, что интенсивность люминесценции образца ZBLAN:Ho^{3+} намного меньше интенсивностей люминесценции образцов ZBLAN:Ho^{3+}/Yb^{3+} и TeO_2-PbF_2:Ho^{3+}/Yb^{3+}.

Такое соотношение можно объяснить тем, что возникновение антистоксовой люминесценции образца ZBLAN:Ho^{3+} обусловлено последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения. Первая ступень могла соответствовать переходам ионов Ho^{3+} $^5I_8 \rightarrow {}^5I_6$ или $^5I_8 \rightarrow {}^5I_5$ (см. рис. 3), которые являлись нерезонансными, так как их энергия не совпадала с энергией кванта лазерного излучения $E_L \approx 10250$ см$^{-1}$ ($\lambda = 975$ нм). Переходы в этой полосе происходили с участием фононов.

Добавление ионов Yb^{3+} приводило к возникновению резонансного перехода $^2F_{7/2} \rightarrow {}^2F_{5/2}$ (см. рис. 4). Как известно, вероятность резонансного перехода выше вероятности нерезонансного. Поэтому можно предположить, что возникновение антистоксовой люминесценции образцов ZBLAN:Ho^{3+}/Yb^{3+} и TeO_2-PbF_2:Ho^{3+}/Yb^{3+} обусловлено обменом энергией между ионами, где в качестве доноров выступают ионы Yb^{3+}. В этом случае возбуждение ионов Ho^{3+} будет происходить в результате переноса энергии от ионов Yb^{3+}, находящихся в состоянии $^2F_{5/2}$ (переходы ($^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) – ($^5I_8 \rightarrow {}^5I_6$) или ($^2F_{5/2} \rightarrow {}^2F_{7/2}$) – ($^5I_8 \rightarrow {}^5I_5$)). Дальнейшее заселение уровней ионов Ho^{3+} $^5S_2$,$^5F_4$ или $^5F_3$,$^5F_2$,$^3K_8$ может происходить путём передачи энергии от ионов Yb^{3+}, находящихся в состоянии $^2F_{5/2}$, к возбуждённым состояниям ионов Ho^{3+}.

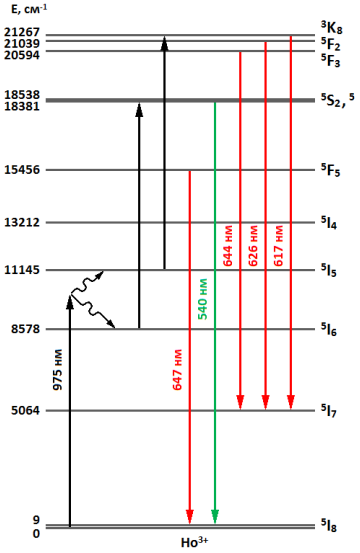


Рис. 3

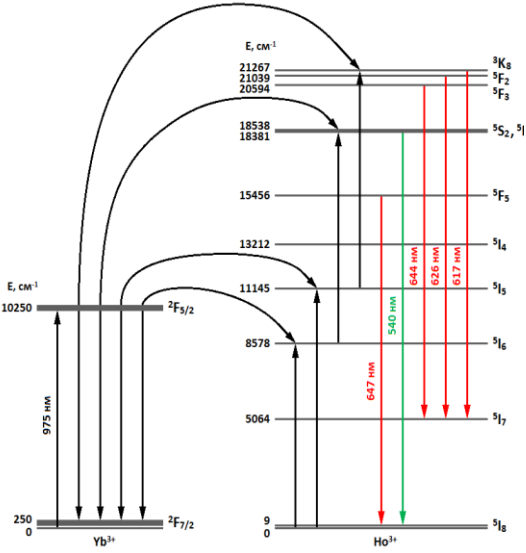


Рис. 4

Как уже говорилось выше, преобладание одного из двух основных процессов возникновения антистоксовой люминесценции можно определить из кинетики послесвечения. В случае последовательного поглощения фотонов сразу после окончания импульса возбуждения начинается затухание антистоксовой люминесценции. Время затухания $\tau_{\text{а.с.}}$ сравнимо с временем жизни иона редкоземельного элемента на верхнем уровне излучательного перехода $\tau_{\text{в.у.}}$. А в случае обмена энергией между ионами интенсивность люминесценции может продолжать увеличиваться после прекращения возбуждения. Этот процесс называется разгоранием люминесценции. Время последующего затухания послесвечения превышает время жизни верхнего уровня излучательного перехода $\tau_{\text{а.с.}} > \tau_{\text{в.у.}}$.

Изменение кинетики объясняется тем, что заселение верхнего уровня происходит за счёт взаимодействия ионов, находящихся в нижерасположенных возбуждённых состояниях, времена жизни которых, больше времени жизни верхнего уровня антистоксовой люминесценции.

При помощи теории Джадда-Офельта [7] были рассчитаны времена жизни ионов Ho^{3+} на уровнях $^5F_5$, $^5S_2$, $^5F_4$ и $^5F_3$ в теллуритном стекле TeO_2-PbF_2:1%Ho^{3+}+0,5%Yb^{3+}. Результаты приведены в таблице.

Табл.

Уровень	$\tau_{\text{в.у.}}$, мкс
$^5F_5$	169
$^5S_2$	158
$^5F_4$	92
$^5F_3$	93

Также для данного образца были получены временные зависимости затухания люминесценции. На рис. 5 представлена осциллограмма, соответствующая зелёной полосе (540 нм). Для неё постоянная времени затухания при-

мерно равнялась $\tau_{\text{а.с.}} \approx 220$ мкс. А на рис. 6 приведена осциллограмма для красной полосы люминесценции (650 нм). Она затухала с постоянной $\tau_{\text{а.с.}} \approx 290$ мкс.

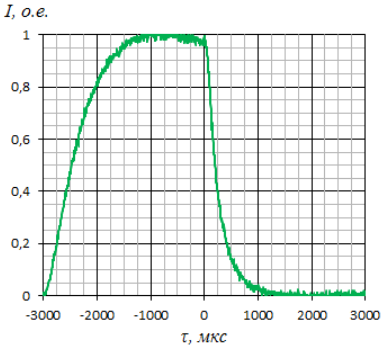


Рис. 5

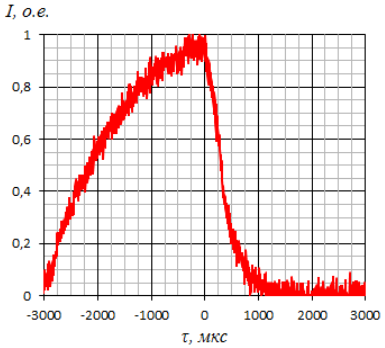


Рис. 6

Из получившихся результатов видно, что времена затухания антистоксовой люминесценции превышают времена жизни верхних уровней излучательных переходов. Это подтверждает предположение о том, что заселение уровней $^5F_5$, $^5S_2$, $^5F_4$ *и* $^5F_3$ осуществляется, главным образом, за счёт обмена энергией между ионами.

Заключение

Проведено исследование антистоксовой люминесценции фторидных и теллуритных стёкол, легированных ионами Ho^{3+}. В результате было установлено, что для образца ZBLAN:Ho^{3+} она обусловлена последовательным поглощением фотонов возбуждающего излучения, а для образцов ZBLAN:Ho^{3+}/Yb^{3+} и TeO_2-PbF_2:Ho^{3+}/Yb^{3+} – обменом энергией между ионами, где в качестве доноров выступали ионы Yb^{3+}.

[1] Савикин А.П., Егоров А.С., Будруев А.В., Перунин И.Ю., Гришин И.А. // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, № 21 С. 47.
[2] Huang F., Cheng J., Liu X., Hu L. and Chen D. // Opt. Express. 2014. Vol. 22, № 17. P. 20924.
[3] Chen G.X., Zhang Q.Y., Yang. G.F., Jiang Z.H. // J. Fluoresc. 2007. Vol. 17, № 3. P. 301.
[4] Bloembergen N. // Phys. Rev. Lett. 1959. Vol. 2, № 3. P. 84.
[5] Овсянкин В.В., Феофилов П.П. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 11. С. 471.
[6] Озель Ф.У. // ТИИЭР. 1973. Т. 61, № 6. С. 87.
[7] Walsh B.M. // Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing. 2006. P. 403.

НЕЛИНЕЙНОСТЬ РЕЛАКСАЦИИ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СВОЙСТВА РАВНОВЕСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Е. Китаев

АО «НИПО имени М.В.Фрунзе»

Введение и цель работы

Ранее автором в работах [1],[2] и [3] предлагались следующие уравнения, описывающие спонтанную релаксацию двухуровневой системы в рамках полуклассического подхода:

$$\begin{cases} \dfrac{dC_1}{dt} = \gamma |C_2|^2 C_1, \\ \dfrac{dC_2}{dt} = -\gamma |C_1|^2 C_2. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь C_1 и C_2 – комплексные амплитуды. При этом предполагается, что решение уравнения Шредингера может быть представлено в виде:

$$\Psi(r,t) = C_1 e^{-it\frac{E_1}{\hbar}}\Psi_1(r) + C_2 e^{-it\frac{E_2}{\hbar}}\Psi_2(r). \tag{2}$$

Параметр γ равен половине коэффициента Эйнштейна для спонтанного излучения. Важен также учет условия нормировки

$$|C_1|^2 + |C_2|^2 = 1. \tag{3}$$

Уравнения (1) имеют следующее решение (при учете условия нормировки):

$$\begin{aligned} C_1 &= e^{i\varphi_1}\frac{\sqrt{B}e^{\gamma t}}{\sqrt{1+e^{2\gamma t}}}, \\ C_2 &= e^{i\varphi_2}\frac{1}{\sqrt{1+e^{2\gamma t}}}. \end{aligned} \tag{4}$$

Величины B, φ_1 и φ_2 – произвольные константы.

Если на такую двухуровневую систему действует переменное электрическое поле (на резонансной частоте $\omega_{21} = \omega_2 - \omega_1$)

$$\boldsymbol{E}(t) = \frac{\boldsymbol{E_0}}{2}\left(e^{i(\omega_{21}t+\varphi_0)} + e^{-i(\omega_{21}t+\varphi_0)}\right), \tag{5}$$

уравнения приобретают следующий вид (в дипольном приближении):

$$\begin{cases} \dfrac{dC_1}{dt} = -\dfrac{e\boldsymbol{r_{12}}\boldsymbol{E_0}}{2i\hbar}e^{i\varphi_0}C_2 + \gamma|C_2|^2C_1, \\ \dfrac{dC_2}{dt} = -\dfrac{e\boldsymbol{r_{21}}\boldsymbol{E_0}}{2i\hbar}e^{-i\varphi_0}C_1 - \gamma|C_1|^2C_2. \end{cases} \tag{6}$$

Целью работы является переход от уравнений (6) для комплексных амплитуд к уравнениям для квадратичных величин (именно через такие величины выражается матрица плотности) и исследование вопроса: как введение нелинейной релаксации

повлияет на вид выражения для спектральной плотности энергии равновесного излучения.

Методика и результаты

Приведем сразу уравнения для квадратичных величин (в случае, когда начальная фаза электрического поля φ_0 равна нулю, и матричные элементы радиус-вектора $\boldsymbol{r}$ с индексами «12» и «21» действительны и равны между собой):

$$\begin{cases} \dfrac{d|C_1|^2}{dt} = \dfrac{e\boldsymbol{r_{21}}\boldsymbol{E_0}}{\hbar} Im(C_2{}^* C_1) + 2\gamma|C_2|^2|C_1|^2, \\ \dfrac{d|C_2|^2}{dt} = \dfrac{e\boldsymbol{r_{21}}\boldsymbol{E_0}}{\hbar} Im(C_1{}^* C_2) - 2\gamma|C_1|^2|C_2|^2, \\ \dfrac{d(C_1{}^* C_2)}{dt} = \dfrac{e\boldsymbol{r_{21}}\boldsymbol{E_0}}{2i\hbar}(|C_2|^2 - |C_1|^2) + \gamma(C_1{}^* C_2)(|C_2|^2 - |C_1|^2). \end{cases} \quad (7)$$

В состоянии термодинамического равновесия усредненный по ансамблю двухуровневых систем квадрат модуля амплитуды нижнего уровня мы будем считать не зависящей от времени величиной. Из уравнений (7) видно, что вероятность спонтанного перехода с верхнего уровня в единицу времени пропорциональна не коэффициенту A_{21} (равному удвоенной величине γ), а произведению

$$A_{21}\langle|C_1|^2\rangle = 2\gamma\langle|C_1|^2\rangle.$$

И коэффициент Эйнштейна A_{21} при выводе аналога формулы Планка с помощью теории двухуровневых систем (по методу Эйнштейна) может быть заменен на эту же величину. Результатом такой замены при стандартном выводе формулы для равновесной спектральной плотности энергии излучения будет следующее выражение:

$$\rho(\omega_{21}) = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{\langle|C_1|^2\rangle}{exp\frac{\hbar\omega_{21}}{kT} - 1}. \quad (8)$$

В случае, если

$$\langle|C_1|^2\rangle = 1,$$

мы имеем обычную формулу Планка.

Если предположить, что нижний уровень должен быть либо заполненным, либо пустым (модуль амплитуды C_1 в этих случаях равен 1 или 0), тогда усредненный по ансамблю двухуровневых систем квадрат модуля амплитуды нижнего уровня можно считать относительной населенностью нижнего уровня n_1 (ее значения лежат в интервале от 0 до 1), то есть отношением числа систем с заполненным нижним уровнем к общему количеству систем в рассматриваемом ансамбле. Тогда

$$\rho(\omega_{21}) = \frac{\hbar\omega_{21}^3}{\pi^2 c^3} \frac{n_1}{exp\frac{\hbar\omega_{21}}{kT} - 1}. \quad (9)$$

Если допустить, что мы имеем дело с множеством не одинаковых, а разных двухуровневых систем (которые имеют разные частоты перехода), тогда естественно предположить, что величина n_1 может зависеть от частоты. В случае дискретного спектра частот $n_1(\omega)$ - относительная населенность систем определенного сорта (с определенной частотой перехода).

Отметим, что получившаяся формула (9) не входит в противоречие с термодинамикой, так как в теории радиационного теплообмена (см., например, [4]) используется такая величина, как спектральная степень черноты реального тела $\varepsilon(\omega)$ (она изменяется от 0 до 1). Спектральная испускательная способность реального тела $E(\omega)$ и спектральная испускательная способность абсолютно черного тела $E_{Pl}(\omega)$ (пропорциональные соответствующим равновесным спектральным плотностям энергии) связаны соотношением

$$E(\omega) = \varepsilon(\omega) E_{Pl}(\omega).$$

Получается, что величине $n_1(\omega)$ вполне можно поставить в соответствие спектральную степень черноты реального тела. Если $n_1(\omega)$ меньше единицы и не зависит от частоты, ей можно поставить в соответствие степень черноты «серого тела».

Выводы

Введение нелинейной релаксации в уравнения для комплексных амплитуд двухуровневой системы приводит к формуле, которая может непротиворечиво описать термодинамическое равновесие электромагнитного излучения и реальных тел.

[1] Kitaev A. E. // Book of abstracts of International Conference “Shilnikov Workshop-2014” Nizhny Novgorod, 2014. P. 18.
[2] Китаев А.Е. // Труды XX Научной конференции по радиофизике. – Н.Новгород: ННГУ, 2016. С. 48.
[3] Китаев А.Е. // Труды XXI Научной конференции по радиофизике. – Н.Новгород: ННГУ, 2017.
[4] Бухмиров В.В. Тепломассообмен. – Иваново: «Ивановский гос. энерг. ун-т» 2014.
[5] Файн В.М. Квантовая радиофизика Т.1 Фотоны и нелинейные среды. – М.: «Советское радио», 1972.
[6] Борн М. Атомная физика. – М.: «Мир», 1970.

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ER:YAG ЛАЗЕР С ПОПЕРЕЧНОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

С.В. Курашкин[1, 2], О.Н. Еремейкин[1], Е.Е. Рысева[1], А.П. Савикин[3]

[1] ООО «МеЛСиТек»
[2] ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятых
[3] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время в абляционной медицине и косметологии наиболее широко используются два вида лазеров – лазер на двуокиси углерода (CO_2 лазер) и лазер на иттрий-алюминиевом гранате, легированном эрбием (Er:YAG лазер). Главное их отличие при воздействии на биологические ткани связано с длиной волны генерируемого излучения. Так, CO_2 лазерные системы работают на длине волны 10.6 мкм, в то время как Er:YAG лазеры на 2.94 мкм. При этом коэффициент поглощения энергии излучения с длиной волны 2.94 мкм хромофором (молекулой воды) составляет около 12000 $см^{-1}$, что в 12-15 раз выше, чем соответствующий коэффициент для излучения CO_2 лазера. Это приводит к существенной разнице в термомеханическом воздействии на облучаемые ткани. В большинстве случаев глубина проникновения излучения Er:YAG лазера в кожу не превышает 5 мкм, при этом малая область коагуляции и теплового воздействия позволяет проводить лазерные процедуры без анестезии и дополнительного охлаждения кожи. Указанные особенности Er:YAG лазера позволяют значительно уменьшить срок реабилитации после проведения лазерных процедур по лечению или коррекции дефектов кожи.

Представленные на рынке модели Er:YAG лазеров для медицинских и косметологических применений в большинстве своем используют накачку с помощью газоразрядных ламп, имеющих низкую стабильность работы и относительно короткий срок службы. Накачка активной среды с помощью лазерных диодов лишена указанных недостатков и, кроме того, обладает высокой энергетической эффективностью, однако импульсная мощность существующих Er:YAG лазеров с диодной накачкой на сегодняшний день не превышает 1 кВт, а энергия – 300 мДж [1]. В связи с вышесказанным разработка диоднонакачиваемого Er:YAG лазера с высокой импульсной мощностью и энергией представляется актуальной задачей.

Целью работы являлось создание высокоэффективного стабильного лазерного источника на кристалле Er:YAG с диодной накачкой, а также исследование режимов его работы.

Er:YAG лазер с поперечной диодной накачкой

На рис. 1 представлена схема экспериментального стенда Er:YAG лазера с поперечной диодной накачкой. Активный элемент Er:YAG (Er^{3+}~50 ат.%) изготовленный в виде стержня длиной 100 мм и диаметром 6 мм, помещался в квантрон с девятисторонней поперечной лазерной накачкой. Квантрон, разработанный в ООО «МеЛСиТек», обладал мощностью накачки до 18 кВт в импульсном режиме с длительностями от 100 мкс до 2 мс при частоте следования импульсов до 10 Гц. Для накачки использовались лазерные чипы с длиной волны генерации 972±2 нм, при этом коэффициент

поглощения излучения накачки активной средой составлял около 5 $см^{-1}$. Стержень Er:YAG и чипы накачки охлаждались с помощью системы водяного охлаждения на основе высокопроизводительного чиллера. Управление режимом работы квантрона (форма импульса тока, его амплитуда и длительность, частота повторения) осуществлялось с помощью программного обеспечения LabVIEW и платы NI USB-6211, посредством которых формировался управляющий сигнал для драйвера питания лазерных диодов.

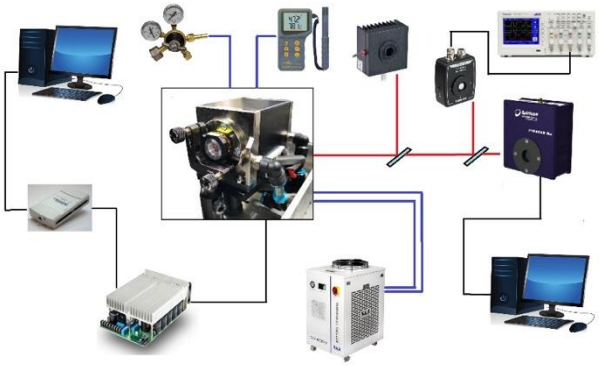


Рис. 1

Плоскопараллельный резонатор лазера длиной 12 см был образован глухим и выходным диэлектрическими зеркалами на сапфировой подложке. Элементы резонатора и квантрон были помещены в герметичный короб, через который осуществлялась прокачка системы азотом для предотвращения влияния атмосферной влаги на генерационные характеристики лазера. Контроль выходного излучения осуществлялся с помощью калориметрического измерителя мощности и энергии Thorlabs S314C и фотодетектора Thorlabs PDA20H. Качество пучка оценивалось с помощью пироэлектрической камеры Pyrocam III.

Для предотвращения возможных пульсаций при развитии лазерной генерации, импульс накачки обладал сложной формой, обеспечивающей «подогрев» активной среды. Осциллограммы импульсов накачки и генерации представлены на рис. 2.

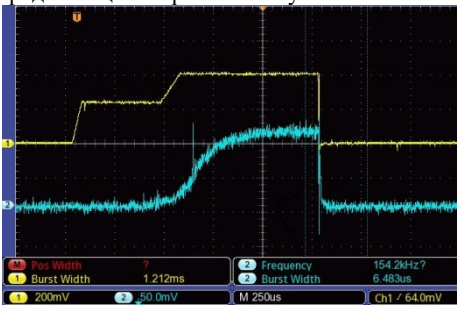


Рис. 2

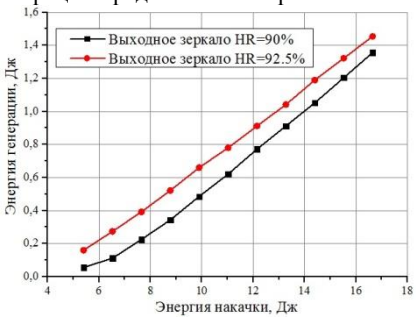


Рис. 3

Экспериментальная зависимость выходной энергии лазерной генерации от энергии накачки при частоте следования импульсов 5 Гц представлена на рис. 3. Максимальная энергия генерации составила около 1.45 Дж при полной энергии накачки около 16.5 Дж, что соответствует дифференциальной эффективности по полной энергии накачки 11.6%. С учетом потерь на транспортировку излучения накачки эффективность по поглощенной энергии близка к 15%. При этом длительность импульса накачки составляла около 1 мс, а длительность импульса генерации 650 мкс. Спектр генерации представлял собой узкую (FWHM<0.8 нм) линию с центром на длине волны 2936 нм.

На рис. 4 представлены картины распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка при различных мощностях (энергиях) накачки, полученные с помощью пироэлектрической камеры при переносе изображения с выходного зеркала резонатора.

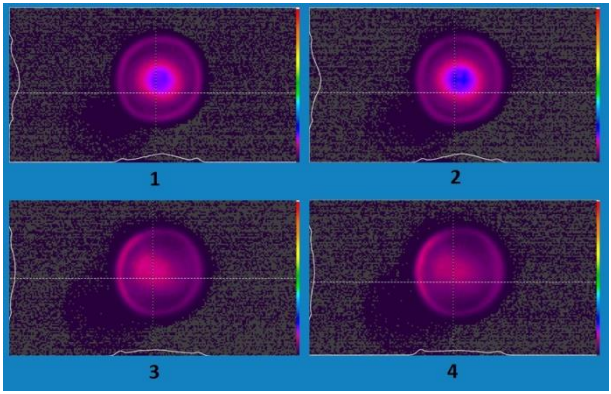


Рис. 4

Из рис. 4 видно, что при возрастании мощности накачки (от кадра 1 к кадру 4) уменьшается неоднородность распределения интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка. При токах выше 150 А пучок принимает форму близкую к flat-top. Подобное поведение объясняется тем, что в плоскопараллельном резонаторе при малых уровнях накачки реализуется близкий к одномодовому режим работы, который, затем с увеличением накачки переходит в многомодовый с характерным для него распределением интенсивности. В ходе дальнейшей работы будет проведена оптимизация геометрии резонатора с целью получения равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка при низких значениях мощности накачки.

Полученные в результате работы результаты будут использованы ООО «МеЛСиТек» при проектировании медицинских лазерных приборов на основе кристаллов Er:YAG с поперечной диодной накачкой.

[1] Messner M., Heinrich A., Hagen C., Unterrainer K. // High brightness diode pumped Er:YAG laser system at 2.94 μm with nearly 1kW peak power. Solid State Lasers XXV: Technology and Devices. 2016.

АКТИВНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ZNS:CR

С.В. Курашкин[1)], О.В. Мартынова[2)], Д.В. Савин[1)], В.Б. Иконников[1)], Е.М. Гаврищук[1)], А.П. Савикин[2)]

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

Введение

Использование сульфида цинка в лазерной технике связано в первую очередь с применением его кристаллической модификация с кубической симметрией – сфалерита. Это обусловлено тем, что фаза сфалерита образуется при более низких температурах, обладает большей механической прочностью, изотропностью оптических свойств. Кроме того, известно, что пропускающая способность двухфазных поликристаллов сульфида цинка ограничена значительными потерями на рассеяние излучения на межфазных границах, обусловленных различным значением показателей преломления кубической и гексагональной модификаций, а также наличием микропор [1].

Несмотря на то, что изготовление монокристаллического активного элемента ZnS:Cr с гексагональной симметрией высокого оптического качества является сложной технологической задачей, применение такого АЭ в лазерных системах среднего ИК-диапазона открывает ряд новых возможностей. В лазерной технике широкое распространение получили внутрирезонаторные интерференционно-поляризационные фильтры (ИПФ) брюстеровского типа, предназначенные для селекции, стабилизации и перестройки частоты генерации лазерного излучения [2]. В таких фильтрах перестройка полосы пропускания осуществляется поворотом двулучепреломляющих кристаллических пластин, установленных под углом Брюстера к падающему излучению, вокруг нормали к их поверхностям. Таким образом, если анизотропный АЭ ZnS:Cr установить в оптическом резонаторе под углом Брюстера, так, чтобы плоскость главного сечения кристалла составляла угол 45 градусов с плоскостью поляризации излучения накачки, тогда АЭ будет выполнять функцию простейшего интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ) или фильтра Вуда.

В данной работе описывается методика получения анизотропного ZnS:Cr высокого оптического качества, а также показана широкополосная перестройка спектра генерации ZnS:Cr лазера без использования дополнительных дисперсионных элементов в резонаторе.

Методика получения анизотропного ZnS:Cr

Процесс изготовления анизотропного сульфида цинка, активированного ионами двухвалентного хрома, описывается следующим алгоритмом действий. В качестве материала для заготовки использовалась поликристаллическая пластина сульфида цинка, полученная методом химического газофазного осаждения (CVD) по реакции паров цинка с сероводородом. Затем из пластины CVD-ZnS вырезался образец в форме диска (диаметром 25 мм и толщиной 2.2 мм) и полировался. На плоские поверхности диска методом электронно-лучевого испарения наносилась пленка металлического хрома толщиной около 1 мкм. Далее образец подвергался высокотемпературной

газостатической обработке (HIP) в течение 150 часов в атмосфере аргона при давлении 100 МПа и температуре около 1250°C. В процессе HIP-обработки значительно увеличивается прозрачность материала в результате снижения потерь на рассеяние и активно протекают процессы твердофазной рекристаллизации, приводящие к росту зерен. При этом становится возможно получение отдельных монокристаллов высокого кристаллического совершенства размером до нескольких кубических сантиметров [3]. При данной температуре и длительности обработки исходная кристаллическая модификация – сфалерит, практически полностью перешла в вюрцит, обладающий гексагональной структурой и выраженной оптической анизотропией. После HIP-обработки образец ZnS:Cr полировали алмазным порошком до получения требуемой концентрации ионов Cr^{2+}, содержание которых контролировали по полосе поглощения Cr^{2+} в ZnS на ~ 1.7 мкм с помощью FTIR спектрометра (Bruker Tenzor-27 FT-IR).

Интерференционная окраска образца, полученная с помощью полярископа-поляриметра ПКС-250М представлена на рис. 1.

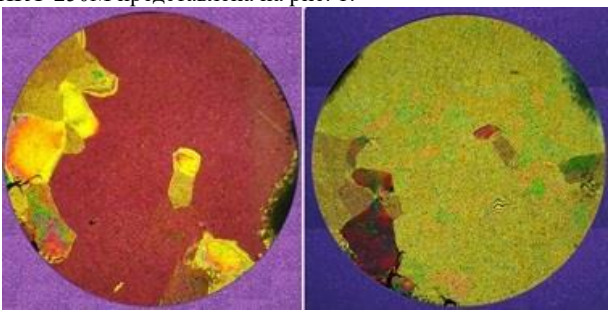


Рис. 1

Активный ИПФ на основе ZnS:Cr

Кристалл ZnS:Cr закреплялся в специальной кинематической оправе, позволяющей осуществлять вращение вокруг нормали к его поверхности, и устанавливался под углом Брюстера внутри плоскопараллельного оптического резонатора. Резонатор общей длиной 25 мм был образован дихроичным зеркалом с коэффициентом отражения 99.5% для длин волн 2.2 – 2.6 мкм и пропусканием более 90% на длине волны 1.94 мкм, и выходным клиновидным зеркалом с коэффициентом отражения в диапазоне длин волн генерации около 80%. Клиновидность выходного зеркала препятствовала образованию паразитной интерференции Фабри-Перо, присутствующей в случае использования плоскопараллельного зеркала. В качестве лазера накачки использовался импульсно-периодический YAP:Tm^{3+} лазер с линейной поляризацией излучения, соответствующей брюстеровской геометрии резонатора. И длиной волны генерируемого излучения 1.94 мкм. Длительность импульсов накачки составляла около 400 нс при частоте следования 3 кГц. Излучение лазера накачки фокусировалось на поверхности АЭ в пятно диаметром 600 мкм. При этом плоскость главного сечения кристалла составляла угол 45° с плоскостью поляризации излучения накачки.

В результате вращения АЭ была осуществлена перестройка спектра генерации лазера в диапазоне (соответствующем максимумам спектральной полосы) от 2350 до

2520 нм. Полуширина спектра во всем диапазоне перестройки составляла около 30 нм. При этом мощность генерации слабо изменялась при вращении АЭ в диапазоне углов от -14 до 14 градусов относительно первоначального положения. За пределами указанного диапазона углов нарушалась непрерывность перестройки спектрального максимума и происходило падение выходной мощности. Полученные перестроечные зависимости представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, средняя скорость спектральной перестройки составляла 6 нм/град.

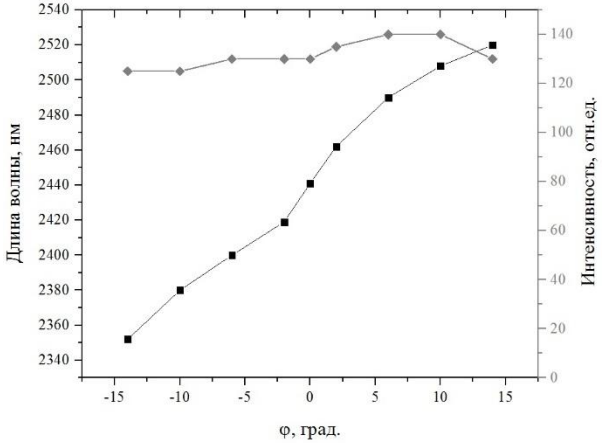


Рис. 2

Полученные в работе результаты показывают перспективность использования ZnS:Cr с гексагональной симметрией в качестве активного элемента и ИПФ ИК-лазерных систем.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-13-00205).

[1] Bredikhin V.I., Gavrishchuk E.M., Ikonnikov V.B., Karaksina E.V., Ketkova L.A., Kuznetsov S.P., Mal'shakova O.A. // Inorg. Mater. 2009. Vol. 45, № 3. P. 235.
[2] Sorokina I.T., Sorokin E., Mirov S., Fedorov V., Badikov V., Panyutin V., Schaffers K. I. // Opt. Lett. Vol. 2002. Vol. 27, № 12. P. 1040.
[3] Gavrishuk E., Ikonnikov V., Kotereva T., Savin D., Rodin S., Mozhevitina E., Avetisov R., Zykova M., Avetissov I., Firsov K., Kazantsev S., Kononov I., Yunin P. // J. Crystal Growth. 2017. Vol. 468. P. 655.

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ УЗКОПОЛОСНЫЙ CR:ZNSE ЛАЗЕР С ФИЛЬТРОМ ЛИО

О.В. Мартынова[1)], С.В. Курашкин[2)], С.А. Родин[2)], В.А. Шарков[1)], А.П. Савикин[2)], А.П. Зиновьев[3)]

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

Введение

В последние годы значительное внимание уделяется разработке и усовершенствованию когерентных источников на основе халькогенидных сред (ZnSe, ZnS, CdSe и др.), легированных ионами переходными металлами (Cr^{2+}, Fe^{2+}) [1], так как данные материалы обладают сверхширокими полосами поглощения и люминесценции в диапазоне от 1.5 до 5 мкм. Поскольку в этом спектральном регионе находятся основные линии поглощения воды и углеводородов, а также других органических и неорганических соединений важных для задач биологии и медицины [2], халькогенидные лазеры, могут быть использованы для дистанционного зондирования [3] и мониторинга газовых примесей и других спектроскопических задач [4], включая внутрирезонаторную лазерную спектроскопию (ВРЛС)[5].

Целью данной работы стало создание непрерывного лазерного источника на основе кристалла Cr^{2+}:ZnSe, который одновременно мог бы использоваться для нужд ВРЛС, работая в широкополосном режиме генерации, а также применятся для задач дистанционного зондирования, генерируя излучение с шириной спектра менее 1 нм. Cr^{2+}:ZnSe лазер был выполнен на основе четырехзеркального резонатора, перестройка в котором осуществлялась при помощи двухэлементного фильтра Лио [6].

Cr:ZnSe лазер с неоднородно-легированным активным элементом

В качестве активного элемента лазера использовался поликристалл Cr^{2+}:ZnSe, имевший форму параллелепипеда (3x10x17 мм). Для увеличения лучевой стойкости торцов кристалла к излучению накачки, а также для уменьшения тепловые искажения внутри элемента [7-8], образец ZnSe был неоднородно легирован диффузионным методом таким образом, чтобы максимальная концентрация Cr^{2+} достигалась в середине образца. На рисунке 1 показан внешний вид кристалла, где красным цветом условно обозначено распределение ионов Cr^{2+}.

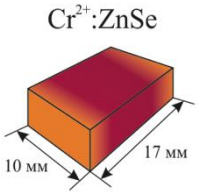


Рис. 1

Кристалл был закреплен в медный радиатор с воздушным охлаждением и температурным контролем. В качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый лазер (ЛМТ-30А-01 НТО ИРЭ-Полюс). Резонатор лазера был образован четырьмя зеркалами (рис. 2): плоским зеркалом (M_1), двумя сферическими зеркалами (M_2 и M_3, с кривизной R=100 мм), между которыми размещался активный элемент, и выходным зеркалом (M_4). Расстояние между сферическими зеркалами было около 12 см, а длины плеч резонатора равнялись приблизительно 20 см. Углы излома оптической оси со-

ставляли приблизительно 25º. Накачка фокусировалась линзой F=50 мм и подавалась на активный элемент сквозь сферическое зеркало, так чтобы перетяжка располагалась приблизительно в середине кристалла. Минимальный радиус пятна накачки составлял ~100 мкм. Зеркала M_1, M_2 и M_3 были изготовлены из кварцевого стекла и обладали коэффициентом отражения ≥98% в диапазоне 2.2-2.8 мкм.

В качестве выходного зеркала M_4 использовались следующие элементы:

1. 8% зеркало из кварцевого стекла (рабочий диапазон 2.2-2.8 мкм);
2. 28% зеркало из поликристалла ZnSe (рабочий диапазон 2.5-3.0 мкм);
3. Плоскопараллельная германиевая пластинка толщиной ~ 3 мм;
4. Плоскопараллельная пластинка поликристалла ZnSe толщиной 5 мм.

С использованием всех вариантов выходных зеркал была достигнута устойчивая лазерная генерация. Зависимости выходной мощности Cr^{2+}:ZnSe лазера от мощности накачки показаны на рисунке 3. Из графиков видно, что наименьшая выходная мощность была достигнута при использовании 8% зеркала, а максимальная мощность получена при использовании германиевой пластинки. Ширина спектра генерации на уровне 0,5 от максимума в этом режиме составляла порядка 50 нм.

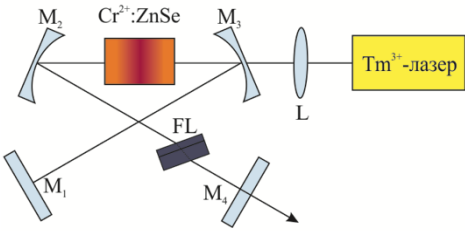


Рис. 2

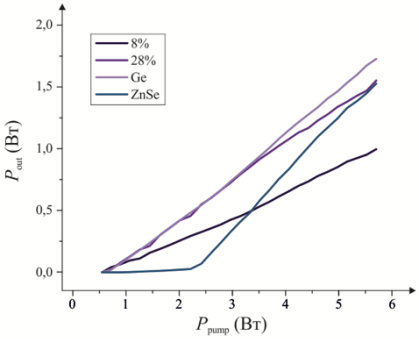


Рис. 3

Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио

Следующим этапом работы стало осуществление перестройки длины волны генерации лазера. Для этой цели в плечо резонатора под углом Брюстера был помещен двухкомпонентный фильтр Лио (FL), образованный двумя двулучепреломляющими плоскопараллельными пластинами кристаллического кварца толщиной 10 и 2.5 мм вырезанных параллельно оптические оси (рис. 2). В качестве выходного элемента использовалось зеркало с 8% коэффициентом пропускания. Спектральные характеристики лазера фиксировались при помощи автоматизированного монохроматора МДР-41 и фотодектора Hamamatsu G8423-05. Ширина щелей монохроматора составляла 20 мкм. Мощность накачки во время измерения составляла ~1.3 Вт.

Перестройка длины волны генерации лазера осуществлялась вручную путем вращения оправы с пластинками вокруг нормали к их граням. Перестроечные кривые показаны на рисунке 4, где фиолетовая линия соответствует длине волны генерации лазера в

зависимости от углового положения фильтра, а голубая линия отображает зависимость выходной мощности генерации от мощности накачки. Общий диапазон перестройки длины волны лазерной генерации составил 165 нм (рис. 4). При этом ширина отдельного спектра на уровне 0.5 составляла 0,8 нм и сохранялась на всем диапазоне перестройки (рис. 5). Так как селекция при помощи фильтра Лио осуществляется только в случае, когда оптические оси элементов фильтра не совпадают с π и σ плоскостями его Брюстеровской поверхности, то при ориентации осей параллельно π или σ плоскости Cr^{2+}:ZnSe лазер переходил в широкополосный режим генерации.

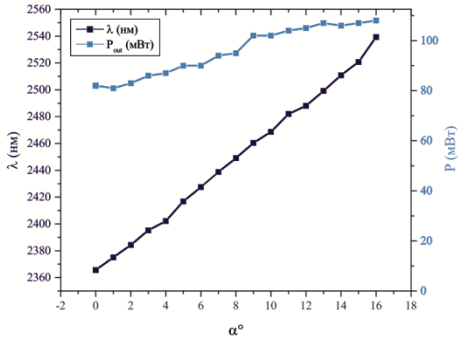


Рис. 4

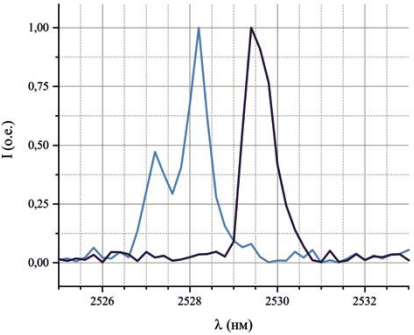


Рис. 5

[1] Mirov S.B., Fedorov V.V., Martyshkin D.V., Moskalev I.S., Mirov M.S., Vasilyev S.V. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2015. Vol. 21, № 1. P. 1601719.
[2] Scholle K., Lamrini S., Koopmann P. Fuhrberg P. Frontiers in guided wave optics and optoelectronics. – Croatia: INTECH, 2010, p. 674.
[3] Willer U., Saraji M., Khorsandi A., Geiser P., Schade W. // Opt. Lasers Eng. 2006. Vol. 44, № 7. P. 699.
[4] Gubin M.A., Kireev A.N., Kozlovsky V.I., Korostelin Yu.V., Pnev A.B., Podmar'kov Yu.P., Tyurikov D.A., Frolov M.P., Shelestov D.A., Shelkovnikov A.S. // Quantum Electron. 2012. Vol. 42, № 6. P. 509.
[5] Picqué N., Gueye F., Guelachvili G., Sorokin E., Sorokina I.T. // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, № 24. P. 3410.
[6] Bloom A.L. // J. Opt. Soc. Am. 1974. Vol. 64, № 4. P. 447.
[7] Kurashkin S.V., Martynova O.V., Savin D.V., Gavrishchuk E.M., Rodin S.A., Savikin A.P. // Laser Phys. Lett. 2018. Vol. 15, № 2. P. 02500222.
[8] Kurashkin S.V., Martynova O.V., Savin D.V., Gavrishchuk E.M., Balabanov S.S., Ikonnikov V.B., Sharkov V.V. // Laser Phys. Lett. 2019. Vol. 16, № 7. P. 075801.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЧИСТОГО И ЛЕГИРОВАННОГО ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЕЛЕНИДА ЦИНКА

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

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

Создание компактных мобильных лазерных источников ИК-излучения диапазона 2-5 мкм является актуальной задачей современной науки. Одним из способов накачки активных сред на ионах переходных металлов может быть создание инверсной населенности ионов Cr^{2+} и Fe^{2+} в халькогенидных матрицах с помощью ударной ионизации ионов активатора «горячими» носителями заряда. Так как халькогениды цинка являются широкозонными полупроводниками, то для обеспечения необходимой проводимости этих материалов их можно легировать донорными или акцепторными примесями, например, Al. Но применение кристаллов ZnSe, легированных переходными металлами, в электролюминесцентных структурах ограничено, поскольку информация об их электрооптических свойствах практически отсутствует [1, 2].

В связи с вышесказанным целью данной работы являлось исследование электрооптических свойств чистого и легированного алюминием с помощью диффузионного метода поликристаллического селенида цинка. Заготовки для образцов изготавливались из одной и той же части пластины CVD-ZnSe. Готовые образцы представляли собой полированные пластинки толщиной около 3 мм, на одну из сторон которых наносились индиевые контакты (а также контакты из сплава индий-галлий-олово). Расстояние между контактами составляло около 3 мм.

Спектры оптического пропускания исследуемых образцов представлены на рис.1. Как видно из рисунка коротковолновая граница образца легированного алюминием сдвинута почти на 25 нм в сторону длинных волн. Данные спектры позволяют оценить ширину запрещенной зоны E_g селенида цинка в 2,61 эВ и положение донорного уровня E_D в ZnSe:Al как 2,51 эВ (при этом отсчет энергии проводился от потолка валентной зоны).

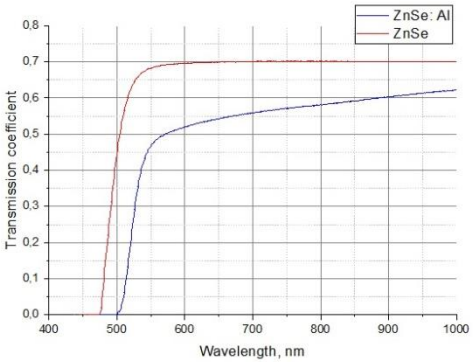


Рис. 1

Нами была собрана экспериментальная установка, позволяющая измерять спектры фотопроводимости в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм. Свет от источника немонохроматического излучения (галогеновая лампа) проходил через тракт монохроматора МДР-2 и фокусировался на исследуемом образце. Сам образец был помещен в металлический цилиндр, обеспечивающий надежную защиту от внешних электрических и оптических помех. Сигнал с образца поступал на вход синхронного детектора Standford Research Systems SR830 DSP, а затем обрабатывался с помощью компьютера. На рис. 2 представлен спектр фотопроводимости образца ZnSe:Al.

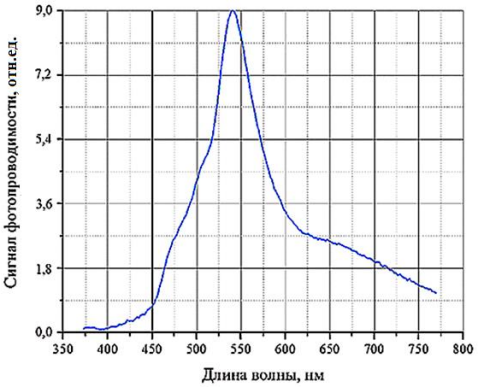


Рис. 2

На следующем этапе работы была получена фото- и электролюминесценция образца ZnSe:Al. Фотолюминесценция возбуждалась лазерным излучением с длиной волны 532 нм, а электролюминесценция была получена при приложении к образцу постоянного напряжения в диапазоне от 8 до 12 В. Важным результатом является тот факт, что спектры фото- и электролюминесценции были идентичны (рис. 3). В обоих случаях максимум интенсивности свечения приходился на длину волны 653 нм (оранжевый цвет). Стоит отметить, что в случае электролюминесценции, видимое глазом свечение происходило в приконтактной области образца.

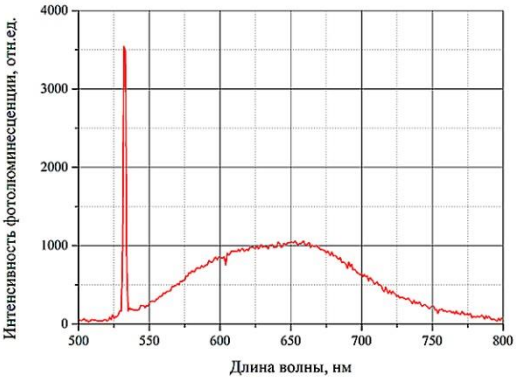


Рис. 3

Вольтамперная характеристика (ВАХ) образца ZnSe:Al с нанесенными контактами из сплава индий-галлий-олово была измерена с помощью специализированного мультиметра (рис. 4).

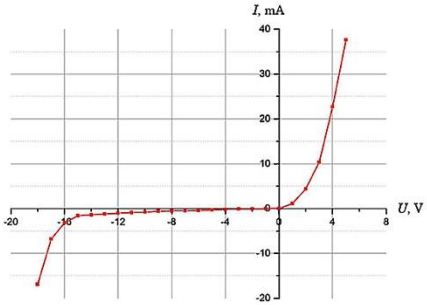


Рис. 4

Как видно из рисунка измеренная характеристика очень похожа на ВАХ полупроводникового диода. На основании этого мы предполагаем, что в приконтактной области образца ZnSe:Al образуется структура по типу p-n-перехода, которая и ответственна за свечение в видимом диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-13-00205).

[1] Ницук Ю.А., Ваксман Ю.Ф. // Физика и техника полупроводников. 2017. Т. 51, № 6. С. 783.
[2] Недеогло Д.Д., Симашкевич А.В. Электрические и люминесцентные свойства селенида цинка. – Кишинев: Штиинца, 1984, с. 17.

СТОХАСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫХ СТРУКТУР

М.В. Вавилов, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В последние годы увеличивается интерес к явлениям, демонстрирующим наличие специфических особенностей в динамике нелинейных физических систем. В частности, активно исследуются бистабильные системы, работающие в условиях внешнего шумового воздействия [1, 2]. Проведенные исследования эффекта стохастического резонанса и резонансной активации в подобных радиоэлектронных системах показывают, что в отличие от большинства проявлений деструктивного воздействия шума на динамику нелинейных систем в ряде случаев, наоборот, шумовая аддитивная модуляция приводит к росту способности систем к синхронизации и регуляризации отклика на внешнее воздействие [1].

Модель стохастического резонанса и комплекса связанных с ним физических явлений в нелинейных системах базируется на решении стохастического уравнения для броуновского движения частиц с биквадратным двухямным потенциалом. Решение данного уравнения приводит к вероятностному распределению времен жизни в каждом из двух состояний равновесия, зависящему от высоты потенциального барьера и мощности шумового ланжевеновского источника. При отсутствии регулярного воздействия на систему вероятность перехода через потенциальный барьер высоты ΔV, разделяющих два симметричных устойчивых состояния бистабильной системы, под действием шумового источника с мощностью $2D$ определяется соотношением Крамерса:

$$P = P_0 exp\left(-\frac{V_0}{D}\right) \quad (1)$$

Исследования последних лет показывают, что качественно схожие стохастические эффекты могут наблюдаться и в оптических бистабильных излучающих системах (лазерах) [3, 4]. При этом нелинейность систем уже не может быть связана непосредственно с пространственным профилем электрического потенциала, и аналогом характерной нелинейности, способной привести к характерной стохастической динамики, становится спектральный профиль функции усиления. В свою очередь, бистабильный режим работы систем в данном варианте проявляется в наличии и конкурентном сосуществовании двух сравнимых по интенсивности излучающих мод. Такого рода излучатели, по сути, могут рассматриваться как разновидность оптических логических элементов и устройств на их основе. Поскольку в полупроводниковых лазерных излучателях всегда присутствует возможность прямой модуляции излучения по каналу питания, в том числе – и для шумовой компоненты, всегда присутствующей в электронных блоках питания лазеров, актуальность исследования возникающих в таких системах стохастических явлений значительно возрастает.

Для описания полупроводникового лазерного излучателя, работающего в двухмодовом режиме, можно использовать скоростную систему уравнений для амплитуд каждой из мод генерации и концентрации электронов N [5]:

$$\begin{cases} \dot{E}_+ = \frac{1}{2}\big((1+i\alpha)g_+ - 1\big)E_+ + \sqrt{2D_{sp}N}\cdot\xi_+ \\ \dot{E}_- = \frac{1}{2}\big((1+i\alpha)g_- - 1\big)E_- + \sqrt{2D_{sp}N}\cdot\xi_- \\ N = \gamma(J(t) - N - \dot{g}_+|E_+|^2 - g_-|E_-|^2). \end{cases} \quad (2)$$

Здесь E_+ и E_- – напряженности электрических полей мод на двух соседних частотах резонатора, $J(t)$ – ток накачки лазера, γ – скорость релаксации носителей, $\xi_\pm$ – шумовые факторы (белый гауссов шум с нулевым средним), D_{sp} – коэффициент спонтанного излучения, g_+ и g_- – соответствующие коэффициенты усиления мод.

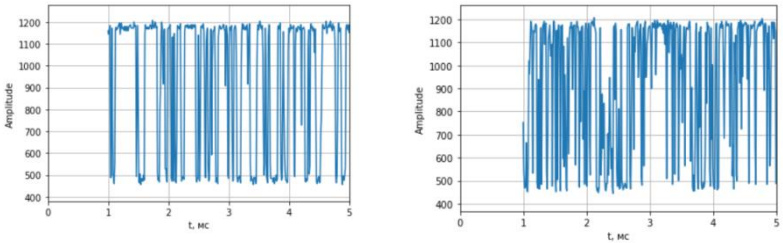
Основным параметром, отвечающим за специфичную динамику переключения мод, в данном случае является нелинейный коэффициент усиления активной среды (k_1 и k_2 –коэффициенты нелинейности):

$$g_\pm = \frac{g_0}{1 + k_1\left|E_\pm\right|^2 + k_2|E_\mp|^2}. \quad (3)$$

Таким образом, аналогом нелинейного потенциала, приводящего к стохастической динамике радиоэлектронных систем, в оптических излучателях можно считать спектральный профиль коэффициента усиления, обладающий нелинейностью или непосредственно из-за эффекта насыщения усиления для каждой из соседних генерирующих мод, как это видно из формулы (3) , или сопутствующий неоднородному характеру спектрального распределения эффект выжигания спектральных провалов в окрестности рабочих мод.

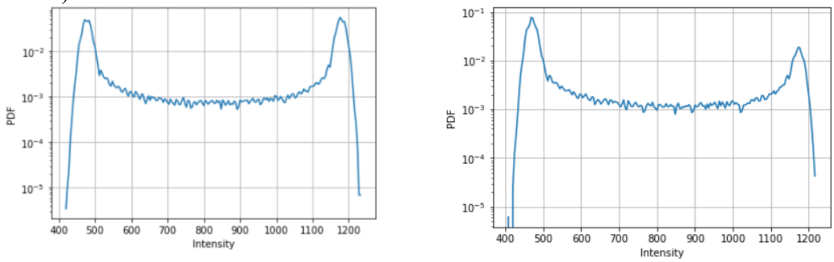
В данной работе было проведено исследование стохастической динамики, наблюдаемой в излучении двухчастотного лазерного полупроводникового излучателя, и определены основные параметры, характеризующие режим переключения наблюдаемых мод. Серийные образцы полупроводниковых лазеров монтировались на теплоотводе с элементом Пельтье для контроля рабочей температуры излучателя. Питание лазеров осуществлялось от специализированных драйверов Newport 505B (точность установки рабочего тока накачки – 0,1 мА, шумовая низкочастотная компонента – RMS не более 0,4 мкА). Рабочая точка излучателей выбиралась таким образом, что в спектре наблюдались две сравнимые по интенсивности моды, мощность остальных мод при этом оставалась на минимальном уровне. После этого излучение отдельной моды выделялось с помощью монохроматора-спектрометра M266 Solar System и поступало после Si-фотодиода для регистрации на осциллограф и АЦП. В основе системы обработки сигнала была использована плата 14-разрядного АЦП NI PCI-5114 с обработкой в среде LabView.

В режиме переключения мод их суммарная интенсивность остается постоянной, а изменения отдельных составляющих происходят в противофазе. На рисунке 1 приведены характерные осциллограммы, отражающие уровень мощности отдельной моды в режиме переключения (симметричный режим (a) и преимущественное конкурентное преобладание одной из мод (b)). Максимально вертикальные участки



(a) Рис. 1 (b)

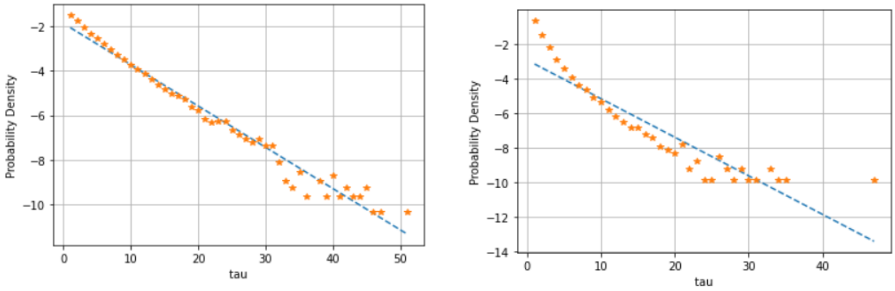
осциллограмм соответствуют непосредственно моментам переключения моды, верхние значения соответствуют генерации данной моды, минимальные – остаточное излучение, когда генерация переходит на соседнюю моду. Обработка полученных осциллограмм позволяет получить вероятностную функцию распределения по интенсивности конкретной моды (PDF). Результаты расчета двух соответствующих осциллограммам рисунка 1 распределений представлены на рисунке 2 (в логарифмическом масштабе):



(a) Рис. 2 (b)

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

Основным статистическими параметрами, характеризующими процесс переключения мод в бистабильном режиме излучателя, можно считать вероятностное распределение (PDF) и среднее значение <τ> для времени пребывания моды в одном из двух состояний. На рисунке 3 представлены расчетные зависимости плотности распределения вероятностей времен жизни в конкретной моде в случае симметричного переключения мод (a) и при доминировании в спектре одной из мод генерации (b).



(a) Рис. 3 (b)

Приведенные результаты указывают на то, что в симметричном случае статистика времен жизни практически полностью аналогична экспоненциальной модели Крамерса (1) и позволяет сделать вывод о явном соответствии полученных нами результатов исходной стохастической модели. Среднее время жизни каждой из мод в случае (а) составляет $<\tau>$ ~ 28 мкс. Случай отклонения рабочей точки от данного режима приводит к варианту, когда экспоненциальная форма распределения несколько иная из-за влияния специфических конкурентных процессов, происходящих в активной среде лазера, и представляет собой начальный этап установления устойчивой генерации в одночастотном режиме.

В целом можно утверждать, что проведенные в данной работе исследования показали потенциальную возможность реализации в рассмотренной оптической системе эффекта стохастического резонанса за счет воздействия аддитивного внешнего шумового сигнала (по цепи накачки) на режим переключения мод в условиях бистабильного режима полупроводникового лазера. Однако предварительные оценки показывают, что такой режим требует жесткого контроля рабочих параметров излучателя на уровне $\delta I \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ А по току питания и $\delta T \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ К по температуре активного слоя излучателя.

[1] Gammaitoni L., Hänggi P., Jung P., Marchesoni F. // Rev. Mod. Phys. 1998. Vol. 70, No. 1. P. 223.
[2] Анищенко В.С., Нейман А.Б., Мосс Ф., Шиманский-Гайер Л. // УФН. 1999. Т. 169. С. 7.
[3] Pedaci F., Guidici M., Tredicce J.R., Giacomelli G. // Phys. Rev. E. 2005. Vol. 71, No. 3. P. 036125.
[4] Pedaci F., Guidici M., Tredicce J.R., Giacomelli G. // Appl. Phys. B. 2005. Vol.81, No.7. P.993.
[5] Lepri S., Giacomelli G. // Phys.Rev.A. 2007. Vol. 76. P. 023815.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОЛЛИМИРУЮЩЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ (TIR) И ПРОЕКЦИОННОГО ОБЪЕКТИВА ДЛЯ СВЕТОДИОДОВ В ZEMAX

Р. Шахин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящий момент ZEMAX является стандартом программного обеспечения для проектирования и моделирования оптических систем для инженеров и исследователей. С помощью ZEMAX можно проектировать 3D-компоненты и интегрировать их в оптические приборы, что дает пользователям обширный функционал для автоматической оптимизации проектируемых оптических и лазерных систем. Целью настоящей работы являлось моделирование TIR-линзы и объектива для светодиодов, а также оптимизация их параметров с помощью обширного функционала ZEMAX.

Процесс моделирования состоит из решения следующих задач:

Во-первых, создается коническая форма для моделирования параболического концентратора и линзы. Во-вторых, необходимо объединить концентратор и линзу в одно целое (рис. 1). В качестве материала для концентратора было выбрано органическое стекло ПММА.

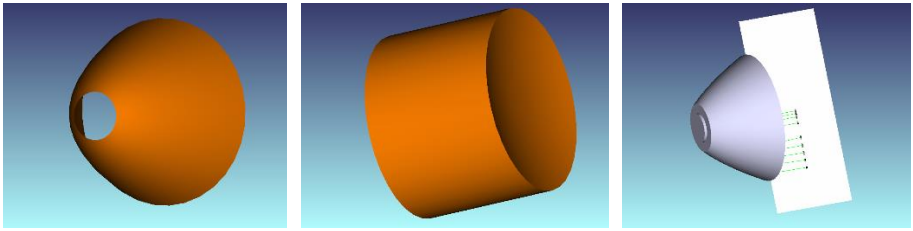


Рис. 1

Процесс симуляции точечного источника до и после оптимизации с помощью Merit function и трассировки лучей показан на рис. 2. В ходе процесса были оптимизированы радиальная апертура концентратора и угол раскрыва конуса, а также геометрия линзы, с целью получения коллимированного пучка на выходе системы.

Рис. 2

На рис. 3 приведен фрагмент моделирования проекционного объектива для светодиодов с переменным фокусным расстоянием. Zoom-система состоит из четырех линз, две из которых могут двигаться вдоль оптической оси системы.

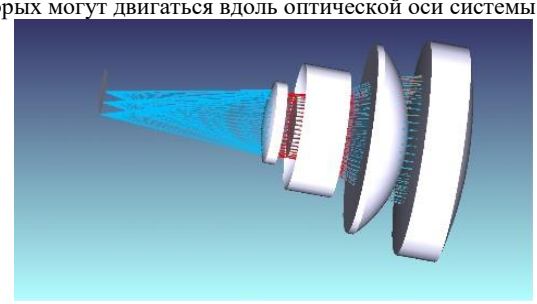


Рис. 3

Seidel и Spot – диаграммы позволяют узнать количество аберраций третьего порядка на каждой поверхности оптического элемента и показывают сумму этих аберраций (рис. 4 и 5).

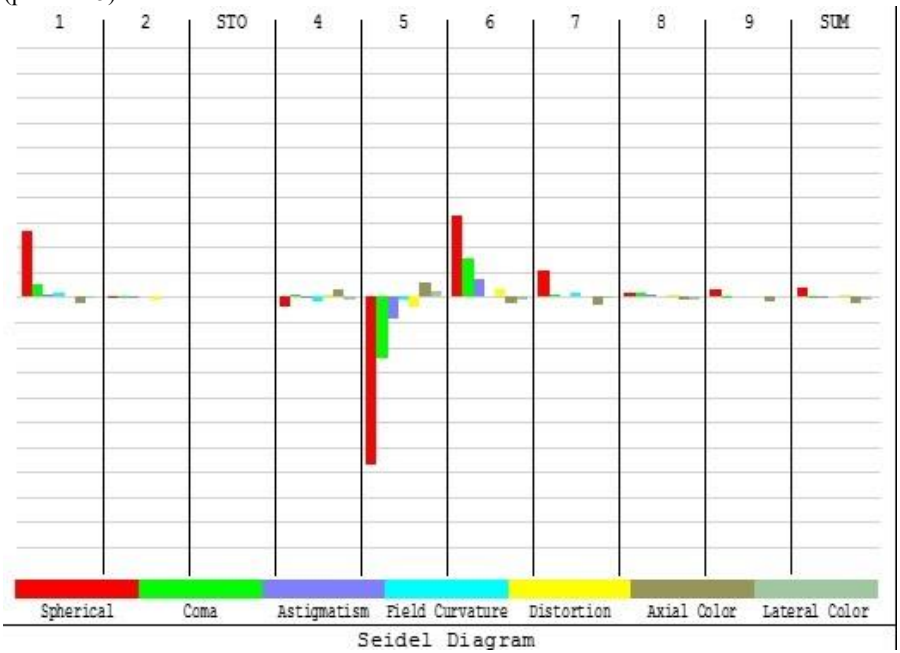


Рис. 4

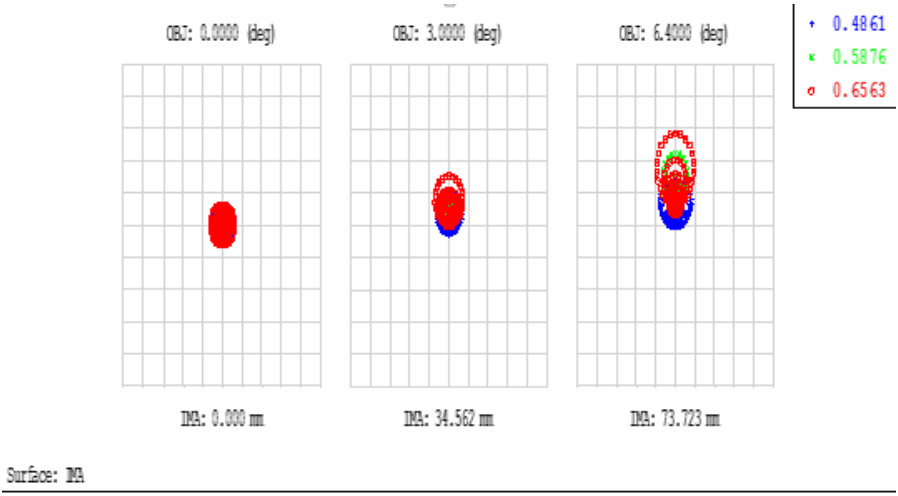


Рис. 5

Из диаграмм видно, что после оптимизации радиусов кривизны линз сумма сферических аберраций, кома и астигматизм стали намного меньше. Кроме того, после оптимизации местоположения диафрагмы искажения изображения уменьшились.

В результате работы в системе ZEMAX были смоделированы коллимирующая оптическая система и проекционный объектив, обеспечивающие минимальные искажения передаваемого изображения вследствие аберраций.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 21 мая 2021 г.
Председатель – А.В. Маругин, секретарь – В.В. Шарков.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»

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

СПИНОВЫЙ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЙ ДИОД С МОДУЛЯЦИЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Д.В. Чурин, М.В. Дорохин, М.В. Ведь, А.В. Здоровейщев

НИФТИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского

В современном мире активно ведутся исследования и разработки магниторезистивных элементов на основе многослойных магнитных наноструктур. Данное направление является частью спинтроники и базируется на последних достижениях фундаментальных и прикладных исследований в области физики магнитных явлений в многослойных наноструктурах. Целью настоящей работы является изучение спинового светоизлучающего диода с модуляцией интенсивности за счёт последовательного включения в его схему магниторезистивного элемента.

Образцы формировались в несколько этапов. На первом этапе была выращена полупроводниковая часть прибора, которая представляет собой светоизлучающую гетероструктуру. Для формирования был использован метод газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и гидридов (МОС-гидридная эпитаксии — МОСГЭ). Структуры выращивались при атмосферном давлении в потоке водорода, температура выращивания составляла 600°С. Все лабораторные образцы представляют собой светоизлучающие гетероструктуры с активной областью в виде квантовой ямы (КЯ) и состоят из следующих основных слоёв: подложка n-GaAs, буферный слой n-GaAs, квантовая яма $In_xGa_{1-x}As$ (x = 20 %) и спейсерный слой – нелегированный GaAs. Следующим этапом было напыление спинового клапана. Были сформированы два типа спиновых клапанов – с вертикальным транспортом (ферромагнетик/диэлектрик/ферромагнетик) и с горизонтальным транспортом (ферромагнетик/немагнитный металл/ферромагнетик). На следующем этапе был нанесен магниторезистивный элемент, сформированный методом электронно-лучевого испарения в вакууме на комбинированной вакуумной установке Torr International. Оптимальные параметры слоев магнеторезистивного элемента были выбраны исходя из предыдущих исследований [1]. Рост структур производился при давлении остаточных газов 5×10^{-6} Торр. Были исследованы структуры как с горизонтальным магнитотранспортом, так и с вертикальным магнитотранспортом.

Исследования магнитополевых зависимостей сопротивления и модуляции интенсивности электролюминесценции проводились с использованием криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/202, который позволяет проводить измерения в диапазоне температур 10-300 К. Исследуемый образец помещался в зазор электромагнита, магнитное поле прикладывалось в плоскости структуры. Максимальная величина магнитного поля составляла 3900 Э. Ток, подаваемый на образец, варьировался I = 10 ÷ 100 мА. Параметры образцов представлены в таблице.

Таблица

	Состав
Структура 1	$Co_{90}Fe_{10}$ (3 нм)/Cu (3,7 нм)/$Co_{90}Fe_{10}$ (1,5 нм)/Cr (4 нм)/Al_2O_3 (2 нм)/i-GaAs (120 нм)/$In_xGa_{1-x}As$ (x = 0,2; 10 нм)/n-GaAs (890 нм)/n^+-GaAs
Структура 2	$Co_{90}Fe_{10}$ (8 нм)/Al_2O_3 (2 нм)/$Co_{90}Fe_{10}$ (10 нм)/Al_2O_3 (1 нм)/i-GaAs (120 нм)/$In_xGa_{1-x}As$ (x = 0,2; 10 нм)/n-GaAs (890 нм)/n^+-GaAs

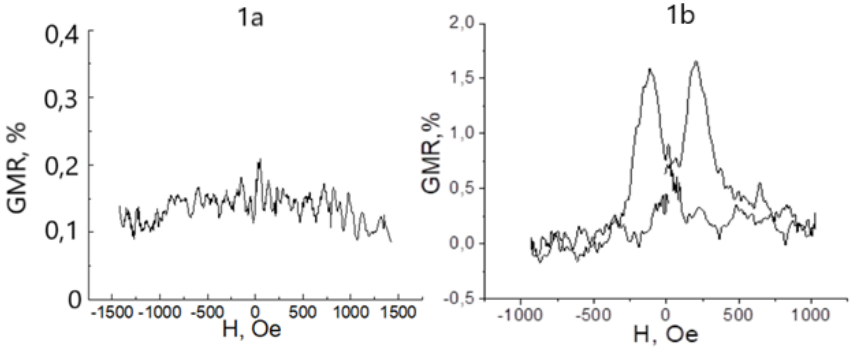


Рис. 1

На рис. 1 под 1a представлена магнитополевая зависимость сопротивления для структуры 1, представляющей собой последовательно включённые светодиод и магнеторезистиный элемент с вертикальным магнитотранспортом.

На рис. 1 под 1b представлена магнитополевая зависимость сопротивления для структуры 2, содержащая последовательно включённые светодиод и магнеторезистиный элемент с горизонтальным магнитотранспортом. Величина эффекта составила 1,6 %.

Отметим, что модуляция сопротивления для структуры 1 незначительно выше погрешности измерений, а вид зависимости характерен для эффекта анизотропного магнитосопротивления. Данный эффект связан с неколлинеарностью направлений магнитного поля и тока. Амплитуда эффекта, полученная для структуры 2, значительно выше, поэтому можно предположить, что изменение сопротивления обусловлено именно магниторезистивным эффектом.

Исходя из полученных магнитополевых зависимостей сопротивления для структур 1 и 2, измерения магнитополевой зависимости изменения интенсивности излучения были проведены только для комбинированной структуры с горизонтальным магнитотранспортом, поскольку только для неё был получен магниторезистивный эффект на комбинированной структуре.

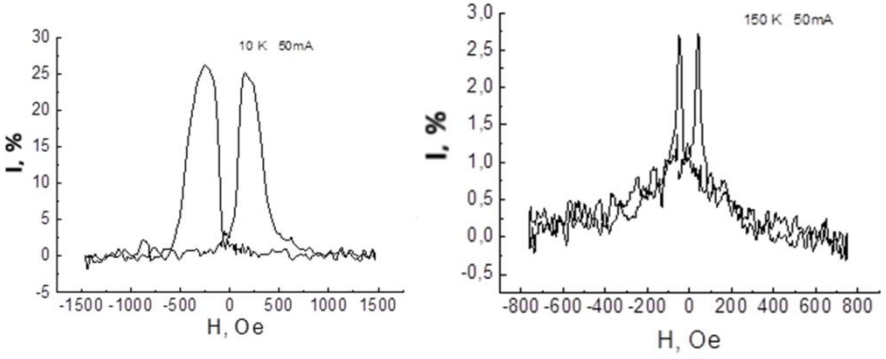


Рис. 2

На рис. 2 представлены магнитополевые зависимости изменения интенсивности электролюминесценции для комбинированной структуры с горизонтальным магнитотранспортом. При исследовании электролюминесценции на образец подавалось постоянное напряжение в диапазоне 1,5-2,5 В, ток через структуру зависел от последовательного сопротивления, представляющего собой сумму сопротивлений спинового светоизлучающего диода и магниторезистивного элемента. Максимальное относительное изменение интенсивности электролюминесценции наблюдалось при температуре 10 К и составило 25 %. С ростом температуры измерений величина эффекта уменьшалась и при температуре 150 К не превышала 2.6 %.

Таким образом, были сформированы приборы, объединяющие магниторезистивный элемент и светоизлучающий диод. Показано, что комбинация светоизлучающего диода и спинового клапана с горизонтальным транспортом позволяет получить эффект магнетосопротивления со сравнительно высокой амплитудой. В то же время несоответствие режимов рабочих токов горизонтального спинового клапана и светоизлучающего диода обусловливает некоторое уменьшение амплитуды магниторезистивного эффекта по сравнению с дискретным магниторезистивным прибором.

На структуре 2 изменение сопротивления магниторезистивного элемента позволяет управлять током через структуру, а, следовательно, и интенсивностью электролюминесценции.

Работа выполнена при поддержке российского научного фонда (проект РНФ 21-79-20186).

[1] Чурин Д.В. Изучение механизмов магнитотранспорта в многослойных магнитных плёнках. Диплом на соискание степени бакалавра по специальности "Физика". Н. Новгород, 2019 г.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМОВ РЕШЕНИЯ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ АЛГЕБРАИЧЕСКИХ УРАВНЕНИЙ СТАЦИОНАРНОЙ ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ

М.А. Горбачев, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Математическое моделирование играет чрезвычайно важную роль в процессе разработки современных изделий микро- и наноэлектроники, дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем. Поэтому важным является минимизация времени расчетов малосигнальных, статичестих, а также переходных характеристик устройств.

Впервые о самосогласованном численном решении уравнений одномерной стационарной диффузионно-дрейфовой модели сообщается в работе [1]. Используемая в указанной работе итерационная схема попеременного решения уравнений устарела и в настоящее время используется метод прямых, сводящий систему дифференциальных уравнений в частных производных к системе дифференциально-алгебраических уравнений [2], или к системе нелинейных алгебраических уравнений в случае стационарной задачи.

Исторически первым численным методом решения систем нелинейных алгебраических уравнений является метод Ньютона и его модификации: метод Ньютона-Рафсона и метод Гаусса-Ньютона. Развитием данного подхода является алгоритм Левенберга-Марквардта. Основным недостатком вышеуказанных алгоритмов являются проблемы со сходимостью, если начальное предположение было выбрано слишком далеко от истинного решения. В данной работе проведен анализ эффективности двух вариаций метода доверительных областей решения системы нелинейных алгебраических уравнений стационарной диффузионно-дрейфовой модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах.

Математическая модель

Диффузионно-дрейфовая модель записывается в виде [3]

$$\frac{\varepsilon_0}{q}\nabla\varepsilon\nabla\varphi + (N_a - N_d + p - n) = 0, \quad (1)$$

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

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

$$j_n = -qn\mu_n\nabla\varphi + qD_n\nabla n, \quad (4)$$

$$j_p = -qp\mu_p\nabla\varphi + qD_p\nabla p, \quad (5)$$

где φ – потенциал электрического поля, n – концентрация электронов, p – концентрация дырок, j_n – плотность электронного тока, j_p – плотность дырочного тока, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок, D_n – коэффициент диффузии электронов, D_p – коэффициент диффузии дырок, N_a – концентрация положительно заряженных ионов примеси, N_d – концентрация отрицательно заряженных ионов примеси, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, R – скорость рекомбинации, G – скорость генерации, q – заряд электрона, t – время.

Скорость рекомбинации задавали по механизму Шокли-Рида-Холла [4, 5]

$$R = \frac{pn - n_{inc}^2}{\tau_p(n + n_{inc}) + \tau_n(p + n_{inc})}, \tag{6}$$

а связь между коэффициентами диффузии и подвижностями – через соотношение Эйнштейна

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q}, \tag{7}$$

$$D_p = \mu_p \frac{kT}{q}, \tag{8}$$

где k – постоянная Больцмана, T – температура.

При построении численных алгоритмов удобно пользоваться диффузионно-дрейфовой моделью, приведенной к безразмерному виду. Это позволяет не только уменьшить мантиссы обрабатываемых чисел, но до приемлемых величин, пригодных для цифровой обработки, но также избавиться от некоторых постоянных размерных коэффициентов в уравнениях модели. Нормировочные коэффициенты, используемые в работе, приведены в таблице.

Табл.

Нормируемая величина	Условное обозначение	Нормировочный коэффициент
Координата	x	x_0 – длина структуры
Время	t	$t_0 = \dfrac{x_0^2}{\varphi_0 \mu_0}$
Подвижность	μ_n, μ_p	$\mu_0 = \max(\mu_n \quad \mu_p)$
Потенциал	φ	$\varphi_0 = \dfrac{kT}{q}$
Концентрация	n, p, N_d, N_a	$N_0 = \max(N_d \quad N_a)$
Плотность тока	j_n, j_p	$j_0 = \dfrac{q\mu_0 N_0 \varphi_0}{x_0}$

На отрезке [0, 1] введем равномерную пространственную сетку с шагом h. Определим значения базисных функций $\{\varphi, n, p, j_n, j_p\}$ в следующем виде: $x_{5i-4} = \varphi_i$, $x_{5i-3} = n_i$, $x_{5i-2} = p_i$, $x_{5i-1} = (j_n)_{i+1/2}$, $x_{5i} = (j_p)_{i+1/2}$, $1 < i < N$, где N – число узлов расчетной сетки. Тогда векторная функция нормированных правых частей диффузионно-дрейфовой модели записывается в виде [6]

$$f_{5i-4} = \kappa^2 \frac{x_{5i-9} - 2x_{5i-4} + x_{5i+1}}{h^2} + N_i - x_{5i-3} + x_{5i-2}, \quad (9)$$

$$f_{5i-3} = \frac{x_{5i-1} - x_{5i-6}}{h} - \frac{x_{5i-2}x_{5i-3} - n_{inc}^2}{\tau_p(x_{5i-3} + n_{inc}) + \tau_n(x_{5i-2} + n_{inc})} + G_i, \quad (10)$$

$$f_{5i-2} = \frac{x_{5i-5} - x_{5i}}{h} - \frac{x_{5i-2}x_{5i-3} - n_{inc}^2}{\tau_p(x_{5i-3} + n_{inc}) + \tau_n(x_{5i-2} + n_{inc})} + G_i, \quad (11)$$

$$f_{5i-1} = \begin{cases} \mu_n \dfrac{x_{5i-4} - x_{5i+1}}{h} \dfrac{x_{5i+2} - x_{5i-3}\exp(x_{5i+1} - x_{5i-4})}{1 - \exp(x_{5i+1} - x_{5i-4})} - x_{5i-1} \\ \mu_n \dfrac{x_{5i+2} - x_{5i-3}}{h} - x_{5i-1} \end{cases}, \quad (12)$$

$$f_{5i} = \begin{cases} \mu_p \dfrac{x_{5i-4} - x_{5i+1}}{h} \dfrac{x_{5i+3} - x_{5i-2}\exp(x_{5i-4} - x_{5i+1})}{1 - \exp(x_{5i-4} - x_{5i+1})} - x_{5i} \\ \mu_p \dfrac{x_{5i-2} - x_{5i+3}}{h} - x_{5i} \end{cases}, \quad (13)$$

где $\kappa^2 = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{qx_0^2N_0}$. При выводе выражений (12) и (13) применялась аппроксимация Шарфеттера-Гуммеля [7]. Таким образом, решение стационарной диффузионно-дрейфовой модели сводится к решению системы нелинейных алгебраических уравнений $f(x) = 0$.

Объект моделирования

В качестве объекта моделирования была выбрана Al/GaAs структура низкобарьерного диода из работы [8]: толщина слаболегированного *i*-слоя (активная область диода) составляла 100 нм, концентрация примеси в активной области – 1.0×10^{14} см$^{-3}$, концентрация примеси в подложке – 5.0×10^{17} см$^{-3}$, слоевая концентрация доноров в δ-слое – $8{,}8\times10^{12}$ см$^{-2}$, расстояние от δ-слоя до границы с металлом 4,7 нм. Время жизни неравновесных носителей заряда задавалось равным 10 нс [9], а общая длина структуры 200 нм.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены результаты расчетов вольтамперной характеристики низкобарьерного диода Мотта (—). Сравнение с экспериментальными данными (□) [8] показало адекватность разработанной программы. На рис. 2 приведена зависимость среднего времени расчета одной точки вольтамперной характеристики от числа узлов пространственной сетки на компьютере с процессором Intel Core i7-4770K. Видно, что время расчетов линейно зависит от числа узлов пространственной сетки. Оба подвида метода доверительных областей: trust-region-reflective (-▲-) и trust-region-dogleg (-○-) имеют приблизительно одинаковое время расчета, однако область сходимости метода trust-region-reflective значительно (в 2,5 раза) выше, что позволяет рекомендовать его для решения системы нелинейных алгебраических уравнений стационарной диффузи-

онно-дрейфовой модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах. Отметим также, что алгоритм Левенберга-Марквардта не сходится для данной задачи во всем рассматриваемом диапазоне узлов пространственной сетки.

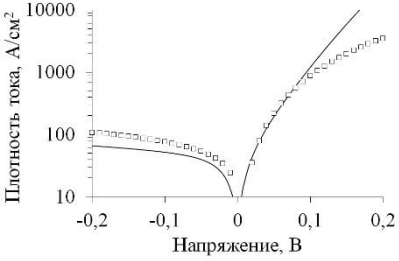


Рис. 1

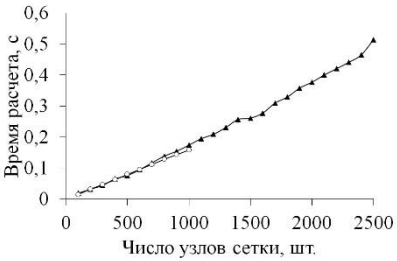


Рис. 2

[1] Gummel H.K. // IEEE Transactions on electron devices. 1964. Vol. ED-10, № 10. P. 455.
[2] Кудряшов Н.А., Кучеренко С.С., Сыцько Ю.И. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, № 12. С. 1.
[3] Van Roosbroeck W. // Bell system technical journal. 1950. Vol. 29, № 10. P. 560.
[4] Hall R.N. // Physical review. 1952. Vol. 87, № 2. P. 387.
[5] Shocklew W., Read W.T. // Physical review. 1952. Vol. 87, № 5. P. 835.
[6] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. Т. 17, № 2. С. 10.
[7] Scharfetter D.L., Gummel H.K. // IEEE Transactions on electron devices. 1969. Vol. ED-16, № 1. P. 64.
[8] Obolensky S.V., Murel A.V., Vostokov N.V., Shashkin V.I. // IEEE Transactions on electron devices. 2011. Vol. 58, № 8. P. 2507.
[9] Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. – М.: Мир, 1984, кн. 2, с. 447.

РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ИСТОЧНИКА СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ИЗ ГЕНЕРАТОРА НА ДИОДЕ ГАННА И УМНОЖИТЕЛЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

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

[1)]АО «НПП «Салют»

[2)]ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

К настоящему моменту источники и приемники электромагнитных волн субтерагерцового диапазона с широкой полосой перестройки частоты широко используются для решения задач радиоастрономии [1], построения систем безопасности [2] и связи [3]. Применение в комплексах военного и космического назначения накладывает на приемо-передающую аппаратуру жесткие требования по массогабаритным характеристикам, малым величинам питающих напряжений и стойкости к ионизирующему излучению. Одним из таких источников является генератор на диоде Ганна(ДГ) и умножитель на полупроводниковой сверхрешетке(ППСР) GaAs/AlAs[4]. В более ранних работах проведено исследование радиационной стойкости объемных ДГ [5] и планарных ДГ [6] и диодов на основе GaAs/AlAs сверхрешеток[7], но исследование источника на их основе не проводилось.

Экспериментальная часть

В качестве активного элемента генератора применялся объемный GaAs диод Ганна(ДГ) аналог 3А763ЛМ (разработка АО «НПП «Салют», г. Нижний Новгород). Основная частота генерации подобных диодов лежит в 8-мм диапазоне. Структура диода вертикальная с расположенными на верхней и нижней гранях кристалла контактами. Диаметр арсенид галлиевого кристалла около 0,1 мм, толщина 10–20 мкм. Теплоотводящий кристаллодержатель изготовлен в виде медного стержня диаметром 1,2 мм высотой 2 мм. Концентрация носителей составляет $n_0 = 8 \cdot 10^{15} см^{-3}$, размер активной области– 3 мкм. Все три представленных диода (№№ 1, 2, 3) обладают сходными параметрами в пределах технологических погрешностей.

Измерение зависимостей выходной мощности $P_{вых}$ от частоты генерации $f_{ген}$ производилось в специально разработанной измерительной камере [8]. Особенности конструкции камеры позволяют монтировать ДГ в рабочий объем камеры с помощью цангового зажима, т.е. без осуществления пайки производить измерение характеристик диода. Введение режекторного фильтра в запредельном для основной частоты волноводе максимально развязывает контуры по основной частоте и по второй гармонике основной частоты. В результате осуществлена независимая настройки по выходной частоте $f_{ген}$ и мощности $P_{вых}$ ДГ.

Схема измерения рабочих параметров ДГ подробно описана в статье [8].После получения зависимостей выходной мощности сигнала от частоты ДГ подвергнуты облучению гамма квантами с суммарными дозами: ДГ №1– 0,5 кГр, ДГ №2 – 2 кГр, ДГ №3– 10кГр. Спустя 6 месяцев серия измерений проведена для всех изучаемых ДГ.

Результаты и обсуждение

При сравнении результатов измерений рабочих параметров до и после облучения: для ДГ №1 (рис. 1) отмечено расширение рабочей полосы частот в сравнении с параметрами до облучения, для ДГ №2 (рис. 2) — сужение полосы частот на 3,8 %, для ДГ №3 (рис. 3) — расширение на 6 %. После облучения γ-квантами наблюдается уменьшение выходной мощности ДГ для большей части полученных зависимостей.

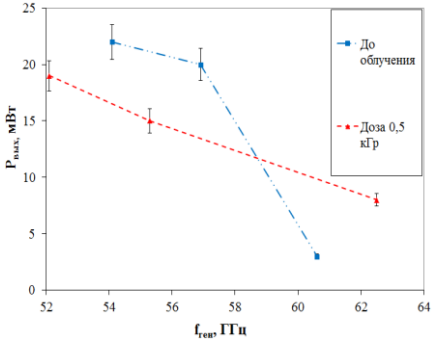


Рис. 1

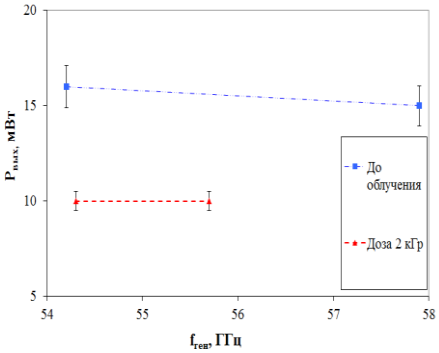


Рис. 2

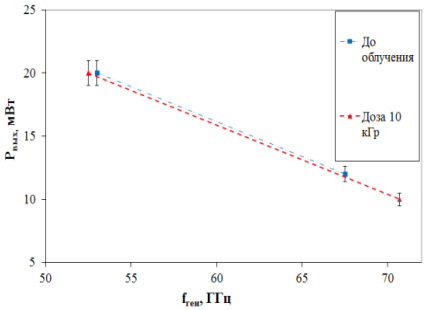


Рис. 3

В работе [9] получены значения интенсивности гармоник умножителя частоты на ППСР в полосе частот 0.4–6.5ТГц, в [7] приводится исследование радиационной стойкости диодов на ППСР GaAs/AlAs. На основе полученных выше зависимостей мощности от частоты генерации ДГ, учитывая характер изменения рабочих характеристик ДГ (№№ 1,2,3) до и после облучения гамма квантами, возможно оценить зависимость мощности гармоник от частоты источника субтерагерцового излучения в составе гетеродина на ДГ и умножителя на ППСР в целом (рис.4).

В качестве опорной частоты гетеродина была выбрана третья гармоника генератора (3·54 ГГц) на ДГ в 162 ГГц. Для дозы в 0,5 кГр в качестве гетеродина был выбран генератор на ДГ №1, 2 кГр – ДГ №2, 10кГр – ДГ №3. При облучении гетеродина гамма квантами дозами 0,5 кГр и 2 кГр уровень мощности гармоник источника ТГц излучения уменьшается обратно пропорционально величине дозы. Для дозы в 10 кГр уровень мощности гармоник источника превосходит уровень для 0,5 кГр, но остается меньшим уровня до облучения.

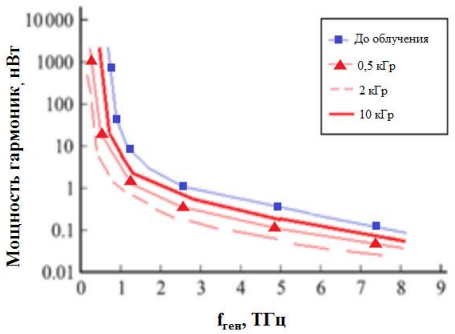


Рис. 4

Заключение.

В статье приведены зависимости выходной мощности от частоты гетеродина на ДГ до и после облучения гамма - квантами различных интенсивностей (0,5 кГр, 2 кГр, 10 кГр). На основе измерений рабочих характеристик гетеродина на ДГ и теоретических результатов радиационной стойкости ППСР сделаны выводы о радиационной стойкости к гамма облучению источника субтерагерцового излучения в целом.

[1] Risacher C. et al. //. Astronomy & Astrophysics. 2016. Vol. 454. P. 17.
[2] Federici J.F. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. Vol. 20. P. 266.
[3] Kürner T., et al. // J Infrared Milli Terahz Waves. 2014. Vol. 35. P. 53.
[4] Vaks V. et al. Proc. of the 37th European Microwave Conference (Munich, Germany, October 2007).
[5] Abd El-Basitet W. al. // Nuclear Engineering and Technology. 2016. Vol. 48. P. 1219.
[6] Оболенская Е.С., Тарасова Е.А., Чурин А.Ю., Оболенский С.В., Козлов В.А. // ФТП. 2016. Т 50, № 12. С. 1605.
[7] Павельев Д.Г., Васильев А.П., Козлов В.А., Оболенская Е.С. // ФТП. Т. 52, № 11. С. 1337.
[8] Иванов А.С., Оболенский С.В. // Тез. докл.3-й Росс.-Бел. конф. "Современная элементная база радиоэлектроники и её применение" им. О.В. Лосева, 14–15 ноября 2017г. – Нижний Новгород, 2017. С. 20.
[9] Иванов А.С., Павельев Д.Г., Кошуринов Ю.И., Панин А.Н., Вакс В.Л., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Устинов В.М., Жуков А.Е. // ФТП. 2012. Т. 46, № 1. С. 125.

НЕМТ ТРАНЗИСТОР НА ПОДЛОЖКЕ GAAS С УЛУЧШЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В W ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

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

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

Введение

Интегральные схемы на основе полевых транзисторов широко распространены в системах связи, радиолокации, в космической аппаратуре. В последние годы большие усилия направлены на развитие устройств, работающих в Ка диапазоне, например, передатчиков и приемников систем космической связи. Транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур различного типа являются основными активными компонентами современной твердотельной СВЧ-электроники. В частности, на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs были созданы высокочастотные усилители большой мощности, способные работать в миллиметровом диапазоне [1]. Тем не менее проблема создания усилителя с выходной мощностью более 110 мВт в диапазоне частот 90-110 ГГц до сих пор остается актуальной. В связи с этим необходимо создать транзистор, имеющий удельную крутизну вольт-амперной характеристики (ВАХ) более 500 мСм/мм, удельный ток более 600 мА/мм, граничную частоту усиления по току более 110 ГГц.

Исследуемые образцы

В работе были использованы приборные HEMT–гетероструктуры ES-228 и ES-344 с двухсторонним легированием канала (double HEMT), выращенные в АО «НПП «Салют» методом МОС–гидридной эпитаксии. Особенностями конструкции приборных double HEMT-гетероструктур является наличие дополнительного поставщика электронов в канал – высоколегированного слоя n^+-AlGaAs, расположенного ниже канального слоя InGaAs, обеспечивающего поставку дополнительного количества электронов в проводящий канал, контактного слоя n^+-GaAs для формирования омических контактов и технологического стоп-слоя AlAs, предназначенного для создания равномерного углубления подзатворной канавки методом селективного химического травления. Концентрация и подвижность 2D газа в канале составляет 3 10^{12} см$^{-2}$ и 7000 см^2/(В с). В АО «НПП «Салют» были изготовлены три партии СВЧ полевых транзисторов с затвором длиной 100 нм и шириной 120 мкм: на структуре ES-228 травление проходило однократно, затвор расположен по центру между стоком и истоком (SR-HEMT GaAs), на структурах ES-344 проводилось двойное травление, затвор смещен к истоку транзистора (DR-HEMT GaAs). На рис. 1 показано изображение в растровом электронном микроскопе поперечного среза затвора транзистора, выполненного на подложке ES-344. Для другой подложки форма затвора и длина были аналогичными.

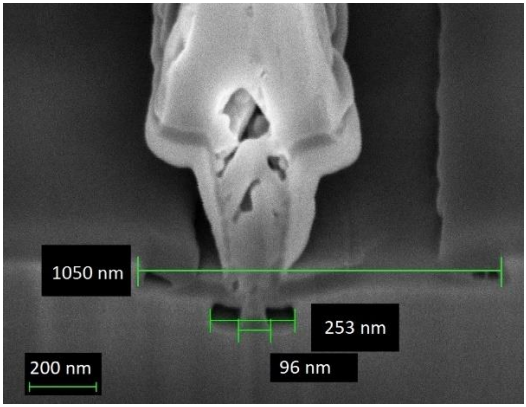


Рис. 1

В таблице представлены типичные значения напряжения отсечки (V_{th}), напряжения пробоя затвора (V_{br}) по уровню 1 мА/мм, максимального рабочего напряжения сток-исток при максимальной крутизне ($V_{DS\ max}$), удельной максимальной крутизны (g_m) и удельного тока насыщения стока (I_{Dsat}) SR-HEMT транзисторов (ES-228) и DR-HEMT транзисторов (ES-344) на подложках GaAs.

Табл.

Структура, тип транзистора	V_{th}, В	V_{br}, В	g_m, мСм/мм (V_{DS} = 4 В)	I_{Dsat}, мА/мм	$V_{DS\ max}$, В
ES-228 SR-HEMT GaAs	1.4	13	400	450	5-6
ES-344 DR-HEMT GaAs	1.3	14	520	670	7-8

Из таблицы следует, что транзисторы, выполненные по технологии двойного травления на подложке GaAs (ES-344), показали значительно лучшие параметры: крутизну ВАХ на 30% больше, а удельный ток насыщения на 50% больше, чем выполненные по технологии однократного травления.

Малосигнальные высокочастотные S-параметры транзисторов были измерены с помощью векторного анализатора цепей в W диапазоне (75-110 ГГц). На рис. 2 показаны результаты измерений максимального стабильного усиления G_{max} изготовленных транзисторов, а также результаты моделирования S-параметров транзисторов (на рисунке показано сплошными линиями). Моделирования проводилось на основе малосигнальной эквивалентной схемы Поспешальского [2]. При этом предварительно учитывались внешние элементы цепи, необходимые для измерения параметров транзистора [3].

Исследованные транзисторы DR-HEMT на подложке GaAs демонстрируют высокие СВЧ-характеристики в миллиметровом диапазоне. В частности, G_{max} на частоте 100 ГГц больше 10 дБ, граничная частота f_t составляет 120 ГГц (у SR-HEMT 108 ГГц). Таким образом, применение технологии двойного травления открывает перспективы использования HEMT транзисторов на подложке GaAs для создания мощных усилителей в миллиметровом диапазоне.

Исходя из СВЧ измерений HEMT транзисторов на частотах W диапазона, емкость обратной связи DR-HEMT транзистора на 30% меньше (около 11 фФ), чем у SR-HEMT (15 фФ), выполненных по технологии однократного травления. На основе технологии двойной канавки в АО «НПП «Салют» был изготовлен усилитель с коэффициентом усиления более 13 дБ и насыщенной мощностью 140 мВт в диапазоне 90-96 ГГц.

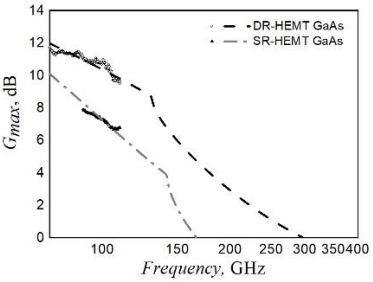


Рис. 2

Заключение

Технология двойного травления канавки под затвор позволяет улучшить параметры транзисторов, выполненных на основе гетероструктур AlGaAs/InGaAs/GaAs на подложке GaAs. Полученные значения тока насыщения 670 мА/мм, максимальной удельной крутизны 520 мСм/мм, граничной частоты 120 ГГц и максимального стабильного усиления более 10 дБ позволяют применять транзистор при проектировании монолитных интегральных схем средней мощности W диапазона. При этом уровни пробивных напряжений затвора и максимального рабочего напряжения по стоку потенциально повышают надежность работы транзисторов при повышенных уровнях входного сигнала.

[1] Cho S., Wang C., Kim. N. // Microelectronic Engineering. 2014. Vol. 113. P. 11.
[2] Pospieszalski M.W. // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques. 1989. Vol. 37. P. 1340.
[3] Koolen M., Geelen J. and. Versleijen M. // IEEE. 1991. P. 189.

МЕТОДИКА ПОСТРОЕНИЯ ПОДВИЖНОГО АППАРАТНО-ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИОДНЫХ И ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУР НА ОБЛУЧАТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСАХ С УЧЕТОМ МЕР ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Уменьшение топологических норм изделий микроэлектроники приводит к улучшению их характеристик, в частности уменьшению энергии переключения элементов цифровых интегральных схем и уменьшению времени пролета рабочей области аналоговых устройств. Это снижает энергопотребление и обеспечивает дальнейшее увеличение числа элементов на кристаллах цифровых интегральных схем, а также улучшает коэффициент усиления и шумовые характеристики аналоговых устройств на все более высоких частотах. Экспериментально и теоретически установлено, что уменьшение размеров элементов микроэлектроники приводит к увеличению отказоустойчивости и снижению сбоеустойчивости, которая носит вероятностный характер. Это обусловливает интерес к исследованию радиационных эффектов в наноструктурах.

Появление на рынке программно-управляемых измерительных приборов, а также развитие вычислительной техники привели к возможности создания автоматизированных измерительных комплексов для функционального контроля реакции изделий микроэлектроники на радиационное воздействие. Так как информация, обрабатываемая в системах данного назначения, является конфиденциальной, то, в соответствии с законодательством РФ в области информационной безопасности, ее необходимо защищать. Поэтому необходимо предусмотреть ряд аппаратных, программных и организационных мер, позволяющих реализовать указанное требование.

Анализ современного состояния исследований

В настоящее время разработано множество различных моделей для оценки стойкости полупроводниковых приборов к радиационному воздействию. Предлагаемый авторами подход [1] 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 ионизирующего излучения, а также предсказывать уровень радиационной стойкости на основе заданных параметров отказа полупроводникового прибора. В работе [2] коллективом авторов разработаны перспективные аппаратно-программные комплексы, позволяющие на основании экспресс-измерений образцов и сведений о внутренней структуре интегральной схемы предсказывать уровни стойкости к ионизирующим излучениям, а также уменьшать объем фактических испытаний за счет пропуска уровней нагружений, к которым выбранная структура будет заведомо стойкой.

Задачи, которые ставятся перед мобильным аппаратно-программным комплексом описывались ранее [3]. В данной работе основное внимание уделено оснастке комплекса, которая позволяет повысить точность измерений, а также повышению уровня

информационной безопасности комплекса относительно предыдущих концепций. На основании [4] была разработана схема компенсации наводок в измерительных линиях, позволяющая значительно снизить уровень основной наводки при непосредственно испытаниях. В рамках калибровок стендов измерений предлагается использовать дублирующую схему компенсации наводок для получения дифференциального сигнала (из основного сигнала измерений будет вычитаться паразитный сигнал, полученный от дублирующей схемы). Также для унификации аппаратно-программного комплекса с уже существующими системами измерений параметров предлагается использовать единую систему представления результатов измерений, позволяющую проводить как непосредственно экспресс-моделирование, так и использование мощностей суперкомпьютера «Лобачевский» для проведения детального моделирования и оценки правильности выбранных уровней нагружения на моделирующих установках.

Основные угрозы информационной безопасности и меры борьбы с ними

При оценке защищенности мобильного аппаратно-программного комплекса необходимо учитывать специфику его применения [5-7]. Аппаратная часть комплекса взаимодействует с основным сервером посредством локальной сети. При этом, с точки зрения угроз информационной безопасности, наиболее уязвимым звеном является именно сервер, поэтому для физической защиты от несанкционированного доступа необходимо использовать системы доверенной загрузки с многоуровневой аутентификацией и динамическими ключами доступа (технология «плавающий пароль»). На данный момент, наиболее доступной является система двухфакторной аутентификации (пароль и ключ доступа в виде флеш-токена либо ключа-«таблетки»). Однако, при необходимости, существуют и системы доступа с большим числом методов аутентификации пользователя. При работе с различными измерительными стендами необходима возможность верификации стенда как доверенного источника информации (подтверждение пользователем с ролью не ниже администратора) со стороны сервера.

Для устранения возможности изменения или порчи, а также несанкционированного копирования информации с сервера предлагается ведение проводить резервное копирование всех создаваемых файлов на сетевое хранилище, организованное как git-система. Подобный подход обеспечит контроль целостности проектов, а также позволит отслеживать злонамеренные действия пользователей.

При разработке протокола обмена с измерительными стендами необходимо использовать дополнительные вычислительные узлы, позволяющие приводить измерения параметров к стандартизованному виду. Для сохранения конфиденциальности информации, обрабатываемой на данных вычислительных средствах предлагается использовать виртуальные машины, физически развернутые на мощностях основного сервера. Подобная структура усложнит попытку дистанционного получения контроля над системой и позволит вовремя отреагировать на нарушение протоколов функционирования оборудования. Также неотъемлемой частью подобной системы должна являться ложная уязвимость (в английской терминологии – «honeypot»), позволяющая реагировать на угрозы безопасности. Для более защищенных вариантов возможно применение технологии «deception» в рамках систем обнаружения вторжений. Данная

система должна иметь собственный независимый вычислительный центр с невозможностью отключения его от сети.

Достигнутые результаты

В настоящее время разработана и внедрена эксплуатацию методика контроля параметров полупроводниковых слоев гетеронаноструктур позволяющая рассчитывать характеристики различных типов приборов на их основе [8], с заданным уровнем погрешности. Разработан пакет прикладных программ на основе алгоритма Монте-Карло [9], а также в квазигидродинамическом и диффузионно-дрейфовом приближениях [10], позволяющий проводить моделирование процессов переноса непосредственно после облучения. Изготовлены специализированные стенды для проведения измерений электрофизических параметров с заданной точностью измерений и возможностью динамического моделирования и уточнения параметров расчетов. 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 [3].

[1] 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.
[2] 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.
[3] Овчинников С.В., Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Пузанов А.С. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике (г. Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г.). – Нижний Новгород, 2020 г. С. 100.
[4] Тихонов А.И., Алексеев Г.С., Данилова И.М., Грунин А.В., Молитвин А.М. // В кн.: Труды всероссийской научно-технической конференции «Измерение ЭМС-2004» (г. Нижний Новгород, 15-16 декабря 2004 г.). – Нижний Новгород, 2004 г. С. 59.
[5] ГОСТ Р 53114-2008 Защита информации. Обеспечение информационной безопасности в организации. Основные термины и определения.
[6] 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.
[7] ГОСТ Р ИСО/МЭК 27001-2006 Информационная технология (ИТ). Методы и средства обеспечения безопасности. Системы менеджмента информационной безопасности. Требования.
[8] Забавичев И.Ю., Потехин А.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 1-2. С. 64.
[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.

МОДЕЛЬ ОСТЫВАНИЯ КЛАСТЕРА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время накоплен обширный теоретический и практический материал по вопросам воздействия ионизирующих излучений на полупроводниковые материалы и приборы с характерными рабочими областями свыше 300 нм [1-3]. Однако, для структур с меньшими характерными размерами рабочей области исследование их функционирования при воздействии ионизирующих излучений только начинаются.

Для моделирования переноса носителей заряда в короткоканальных структурах одним из важнейших факторов является зависимость макроскопических параметров от температуры. Данная работа посвящена вопросу необходимости учета локального разогрева структуры при формировании радиационных дефектов.

Модель распространения тепла при формировании кластера радиационных дефектов

При рассмотрении задачи оценки изменения температуры кристалла, необходимо оценить характерные времена пролета первичного атома отдачи для оценки времени формирования разупорядоченных областей. При этом стоит учитывать, что минимальные времена, используемые при моделировании подобных структур физико-топологическими методами не превышают значений 10^{-13} с, так как при меньших значениях времен не определено понятие температуры и нет возможности корректно задавать параметры, влияющие на результат моделирования. Для оценки времени пролета первичного атома отдачи в структуре была проведена следующая оценка. Пусть первичный атом получил некоторую энергию E_1 при взаимодействии с нейтроном. Тогда можно допустить, что вся энергия, переданная первичному атому вследствие взаимодействия с нейтроном, будет являться кинетической и ее можно выразить как $E_1 = (mv^2)/2$. Таким образом, можно найти примерное значение скорости движущегося первичного иона. В дальнейшем, при взаимодействии с кристаллической решеткой он будет терять данную энергию, а как следствие, и скорость. В случае, если для оценки дефектообразования используется система моделирования TRIM, то можно получить координаты взаимодействия данного первичного атома с кристаллической решеткой, тем самым, найти пройденное расстояние r между взаимодействиями и грубо оценить время между соударениями. Просуммировав эти времена получим общее время движения первичного атома отдачи для оценки времени образования разупорядоченных областей до стабилизации и отжига дефектов. Далее, данные были усреднены для 1000 реализаций структурных повреждений, полученных при помощи пакета моделирования TRIM. Результаты подобных расчетов для кремния и разных энергий приведены в таблице.

Таблица

Энергия первичного атома отдачи, кэВ	Время распространения первичного атома отдачи в структуре, с
10	$2{,}72 \cdot 10^{-13}$
50	$4{,}53 \cdot 10^{-13}$
100	$5{,}89 \cdot 10^{-13}$

Рассмотрим подробнее вопрос разогрева кристаллической решетки для заданных времен. Как известно из литературы [4, 5] температуры непосредственно после взаимодействия первичного атома отдачи с решеткой полупроводника могут составлять порядка 1300 °С, что будет существенно влиять на параметры структуры, такие как, к примеру, время релаксации энергии, теплопроводность, теплоемкость и т.д. В качестве оценки рассмотрим классическую задачу распространения тепла в сферических координатах [6]

$$\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \Delta u, \tag{1}$$

где a – коэффициент температуропроводности, $a^2 = k/(c \cdot \rho)$, k – теплопроводность, c – удельная теплоемкость, ρ – плотность. Начальные условия для решения задачи Коши данного уравнения будут представлены как $u(r, 0) = Q \cdot \delta(r)$, где Q – энергия, выделившаяся в результате взаимодействия с кристаллической решеткой первичного атома отдачи. Общим решением для подобных задач является решение в виде функции Грина:

$$G(r,t) = \frac{Q}{c\rho}\left(\frac{1}{2\sqrt{\pi a^2 t}}\right)^3 e^{-\frac{r^2}{4a^2 t}}. \tag{2}$$

Исходя из характерных времен, используемых для моделирования полупроводниковых приборов, построим зависимость температуры от расстояния от точки энерговыделения для трех значений времени: 10^{-13} с, 10^{-12} с, 10^{-11} с (рис.).

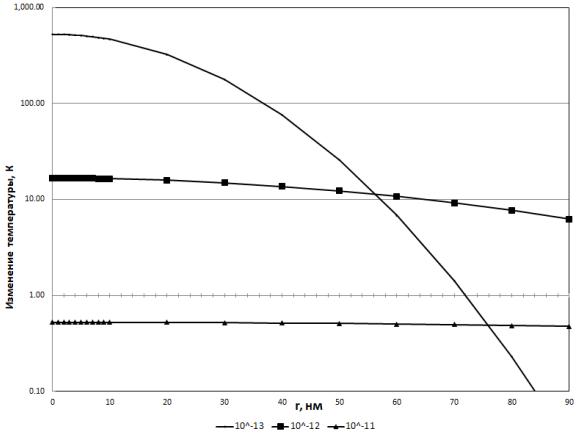


Рис.

Из графика видно, что при временах порядка 10^{-13} с локальная температура полупроводника может достигать значений порядка 1000℃ и описание поведения носителей заряда по сути, в точечном расплаве, слабо поддается описанию. Однако, на временах порядка 10^{-12} с– 10^{-11} с дополнительный разогрев падает до значений порядка единиц градусов и им можно пренебречь при расчетах на подобных временах. Также сточит учитывать, что точность определения макропараметров полупроводника и их калибровка на модели с учетом радиационного воздействия является достаточно грубой, так как погрешности определения экспериментальных флюенсов, а как следствие, и данных составляет величины порядка 20%.

Достигнутые результаты

На основе теории теплопроводности проведена оценка влияния температуры при моделировании с использованием физико-топологических методов. Показано, что при временной сетке расчета порядка 10^{-12} – 10^{-11} с непосредственным разогревом в области разупорядочения можно пренебречь ввиду высоких уровней погрешностей определения дозиметрии и флюенса.

[1] 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.
[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] Коноплева Р.Ф., Остроумов В.Н. Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. – М.: Атомиздат, 1975, 128 с.
[5] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. – Киев: Наукова думка, 1979, 332 с.
[6] Самарский А.А., Тихонов А.Н. Уравнения математической физики: Учебное пособие. – 6-е изд., испр. и доп. – М.: Изд-во МГУ, 1999, 798 с.

УЧЕТ ОТЖИГА ОДИНОЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИОДНЫХ СТРУКТУР

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Для более полного учета внутренней структуры разупорядоченных областей необходим анализ как непосредственно размеров кластеров и субкластеров радиационных дефектов, так и моделирование процесса отжига, происходящего при стабилизации образовавшихся дефектов [1-3]. При этом, стоит отметить, что точный учет данного события на данный момент дают только системы, связанные с методами молекулярной динамики [4, 5]. Однако, для больших областей (размерами 100×100×100 нм) данная задача с расчетными временами порядка 100 пс является исключительно ресурсоемкой (времена расчета порядка недели с использованием ресурсов кластера суперкомпьютера «Лобачевский») и не может подходить для проведения оптимизационного моделирования в рамках оценки радиационной стойкости существующих или разработки перспективных наноструктур. В качестве более простого и менее ресурсоемкого метода предлагается модель учета отжига дефектов на базе данных, получаемых в среде моделирования TRIM. Данный пакет позволяет получить данные о непосредственном формировании разупорядоченных областей с конечными координатами смещенных атомов. Исходя из этих данных, а также данных о «разбегании» скоплений дефектов размером менее 5 нм с дальнейшим их преобразованием в точечные дефекты либо рекомбинацией, возникает необходимость построения адекватной модели учета отжига дефектов с последующей оценкой их пространственного распределения.

Описание модели учета отжига дефектов

На данный момент существует несколько разновидностей алгоритмов кластеризации, основанных на оценке «похожести» сравниваемых объектов. В качестве такого критерия для алгоритмов, связанных с кластеризацией статистических данных выступает среднее расстояние между объектами. В данной работе в качестве алгоритма кластеризации был выбран так называемый алгоритм пространственной кластеризации с учетом плотности. Данный алгоритм имеет ряд преимуществ. В частности, он позволяет разделять расположенные близко области субкластеров дефектов, а также устойчив к наличию удаленных точек (выбросов по расстоянию), соответствующих одиночным дефектам. Также для данного алгоритма нет необходимости в задании начального числа кластеров в области, так как для любой реализации областей разупорядочивания это число является случайной величиной. Рассмотрим более подробно алгоритм пространственной кластеризации с учетом плотности. На первом шаге входные данные оцениваются по наличию рядом «соседей» – объектов, находящихся не более чем на минимальном удалении от заданного объекта. Если число таких точек достигает величины, которая указана в качестве нижней границы для данного типа объектов, то точка считается принадлежащей кластеру. Точки, имеющие недостаточное количество соседей считаются шумовой компонентой и исключаются из даль-

нейшего рассмотрения. После исключения шумовой компоненты производится кластеризация – оставшийся объем точек разделяется в соответствии с стандартным алгоритмом кластеризации по расстоянию. Исходные данные для моделирования приведены на рис. 1, а результаты работы алгоритма приведены на рис. 2.

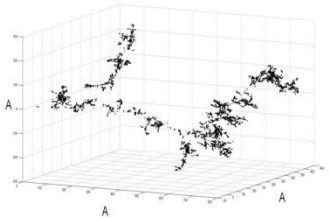


Рис. 1

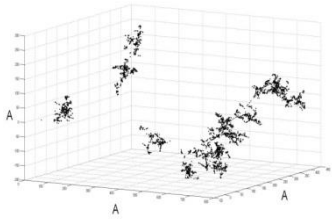


Рис. 2

Как видно из рисунка, все мелкие образования отожглись, тем самым произведен учет «разбегающихся» кластеров, а также дефектов, которые с большой долей вероятности проведут рекомбинацию.

Данный алгоритм был применен к различным одиночным реализациям, полученным в среде TRIM для различных энергий первичных атомов. Для каждой энергии были проведены по 100 реализаций кластеров радиационных дефектов и результаты отжига были усреднены. В качестве начальных энергий был использованы следующие величины: 50 кэВ, 75 кэВ, 100 кэВ и 150 кэВ (рис. 3).

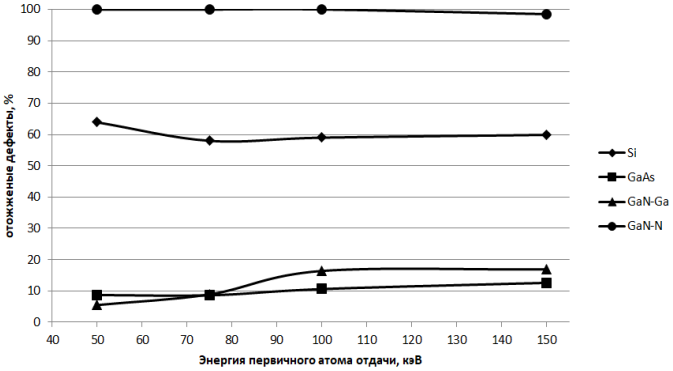


Рис. 3

Для данных энергий было посчитан процент дефектов, исключаемых из рассмотрения в дальнейшем относительно первично образованных. Как следует из графика, процент отжигаемых дефектов в случае взаимодействия атома азота с структурой нитрида галлия стремится к 100%. Это явления объясняется тем, что атом азота имеет значительно меньшую атомную массу по сравнению с атомом галлия, следовательно при прямом взаимодействии с атомом галлия, азот не может передать достаточное количество энергий для формирования вторичного атома отдачи с энергией более 1 кэВ, которые, как известно из литературы, и образуют скопления дефектов. В случае образования первичных атомов отдачи в бинарных полупроводниках расчет показал,

что процент отжигаемых дефектов мал и при малых энергиях будет составлять 6-18% в диапазоне энергий 50-150 кэВ. Абсолютно иная ситуация наблюдается для кремния. В данном материале происходит отжиг до 60% всех дефектов вне зависимости от начальной энергии атома отдачи. Это объясняется тем, что при увеличении уровней энергии первичного атома отдачи происходит увеличение скорости движения атома, что влечет уменьшение времени взаимодействия с узлами кристаллической решетки и уменьшение энергии, которая на образование вторичных атомов отдачи. Также выбитые атомы будут иметь меньшую энергию, по сравнению со случаями, когда первичный атом отдачи будет иметь значительно меньшую энергию. Это в свою очередь, будет приводить к увеличению энергии, которая тратится на взаимодействие первичного атома отдачи с электронами. Такое изменение обусловлено тем, что электроны имеют значительно меньшую массу и необходимо гораздо меньшее количество энергии на разрыв связи электрона с кристаллической решеткой, нежели на образование пары Френкеля. На основе данных моделирования TRIM была получена зависимость линейной передачи энергии от энергии первичного атома отдачи для арсенида галлия (рис. 4). При этом рассматривались оба механизма передачи энергии – как атомам, так и электронам

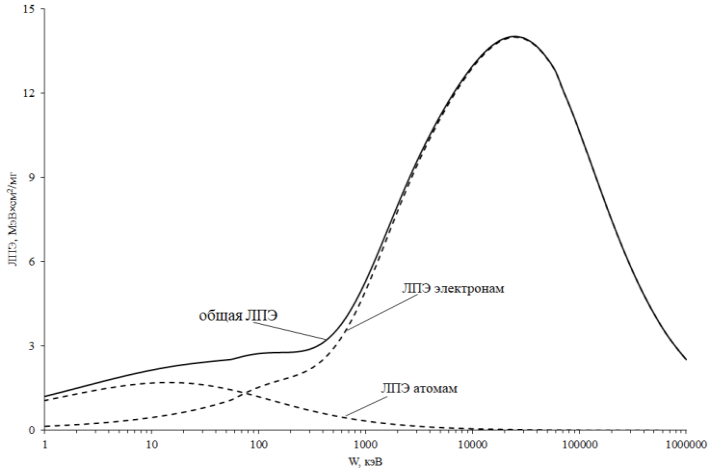


Рис. 4

Из графика видно, что при увеличении значения энергии первичного атома отдачи до величин выше 100 кэВ происходит увеличение линейной передачи энергии для взаимодействия электронов с первичным атомом отдачи и уменьшение величин энергии, которая тратится на взаимодействие первичного атома отдачи с атомами. Это означает, что при прочих равных с увеличением энергии первичного атома все большую роль будет играть ионизация.

Основной особенностью при подобном рассмотрении отжига является полное отсутствие возможности учета формирования мелких одиночных дефектов, так как для подобного анализа необходимо моделирование с использованием методов молеку-

лярной динамики, что недопустимо с точки зрения использования подобных алгоритмов в задачах оптимизационного моделирования при разработке полупроводниковых приборов. Стоит отметить, что рассеяние на подобных дефектах, а как следствие, и снижение подвижности, происходит только у носителей заряда с малой энергией, находящихся в термодинамическом равновесии с кристаллической решеткой. В переносе «горячих» носителей заряда мелкие одиночные дефекты играют малозначительную роль, так как заряды точечных дефектов вносят несущественные искажения в их траектории движения. В современных гетеронаноструктурах, в общем случае, преобладают именно горячие носители, поэтому рассмотрением точечных дефектов можно пренебречь.

Достигнутые результаты

Разработан алгоритм учета отжига, позволяющий исключить из рассмотрения также и точечные дефекты. Алгоритм позволяет наиболее эффективно учитывать образование кластеров дефектов в гетеронаноструктурах.

Показано, что в диапазоне энергий 50-150 кэВ процент дефектов, исключаемых из расчетов примерно одинаков, что объясняется особенностями линейной передачи энергии при взаимодействии кристаллической решетки с первичным атомом отдачи.

[1] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2016. Т. 50, № 12. С. 1706.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А., Волкова Е.В., Павельев Д.Г. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, №1 2. С. 1585.
[3] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С. // Вестник ННГУ. Серия: Радиофизика. 2013. Вып. 2. С. 56
[4] 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.
[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.

МЕТОДИКА УЧЕТА НЕОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ДЛЯ ИСХОДНЫХ ДАННЫХ ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

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 термализованных 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 работах [1-2]. 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 [3]. Также ранее авторами была построена модель, позволяющая проводить экстракцию макропараметров полупроводника на основе характерных размеров кластеров радиационных дефектов [4].

Описание модели аппроксимации дефектов

При аппроксимации областей разупорядочивания различных полупроводников авторами предлагается в качестве искомой функции использовать эллипсоид. В качестве алгоритма нахождения минимального эллипсоида, описывающего точки субкластеров был выбран алгоритм Хачияна [5]. Этот алгоритм позволяет проводить аппроксимацию в случае, если неизвестны ни полуоси эллипса, ни его центр. Данный алгоритм обладает быстрой сходимостью для относительной погрешности определения положения эллипса относительно аппроксимируемых точек порядка $\varepsilon = 10^{-2}$. При уменьшении этого показателя до величин порядка 10^{-5} и менее это значительно увеличивает время расчетов из-за увеличения количества оптимизационных итераций данного алгоритма.

В результате после применения данного алгоритма к точкам, полученным после отжига можно определить характерные размеры кластеров и субкластеров радиационных дефектов, которые необходимы для дальнейших расчетов. Пример работы данного алгоритма для неоднородностей, образованных в арсениде галлия первичным атомом отдачи с энергией 150 кэВ представлен на рис. 1.

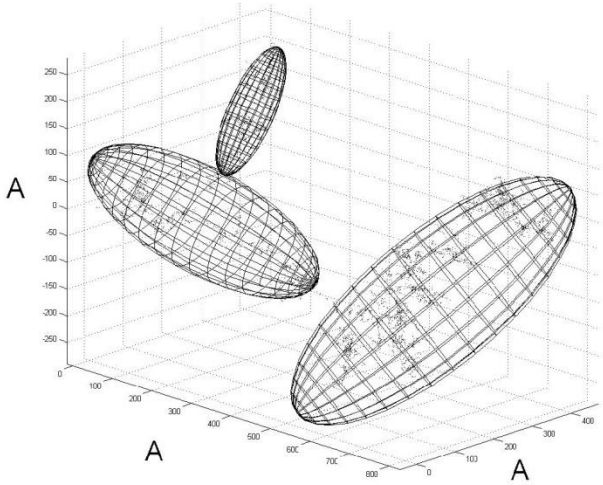


Рис. 1

Данные алгоритмы были интегрированы в единый программный пакет, позволяющий на основании данных, генерируемых в TRIM, получать характерные размеры кластеров радиационных дефектов и субкластеров радиационных дефектов, руководствуясь алгоритмом, приведенным в работе [4].

Оценка подвижности для арсенида галлия

В случае потенциала жесткой сердцевины сечение рассеяния не зависит от угла рассеяния и энергии носителей заряда и равно:

$$\sigma = a^2, \tag{1}$$

где a – характерный размер большой полуоси эллипса. Тогда зависимость времени релаксации импульса от энергии носителей заряда примет следующий вид:

$$\tau_m(\varepsilon) = \frac{1}{4\pi N a^2}\sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}}, \tag{2}$$

где m – эффективная масса носителей заряда, N – концентрацию рассеивающих центров (легирующей примеси). Среднее время релаксации можно выразить следующим образом:

$$\langle\tau_m\rangle = \frac{1}{3\pi\sqrt{\pi}N a^2}\sqrt{\frac{m}{2kT}}, \tag{3}$$

где k – постоянная Больцмана, T – средняя температура носителей в градусах Кельвина.

Для трех различных размеров субкластеров радиационных дефектов – 8, 10, 20 нм – было проведено моделирование времени релаксации в зависимости от энергии электронов при разных значениях размеров кластеров радиационных дефектов и флюенсе

нейтронов 10^{15} $см^{-2}$. Полученные данные сравнивались с расчетом необлученного материала в соответствии с [6, 7]. Также произведен учет переброски электронов между долинами в соответствии с [7]. Результаты моделирования представлены на рис. 2.

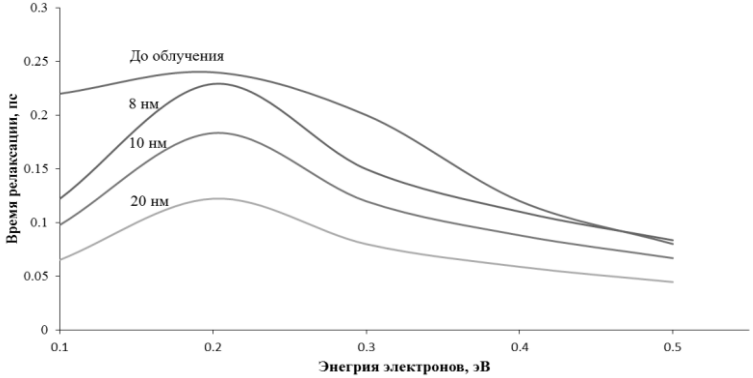


Рис. 2

При расчете времен релаксации необходимо учитывать уровни заселенностей долин, ввиду того, что эффективные массы электронов в них существенно разные.

Также была рассчитана подвижность для различных значений размеров субкластеров радиационных дефектов. В качестве модельных были взяты 7 нм, 10 нм и 20 нм. Результаты представлены на рис. 3.

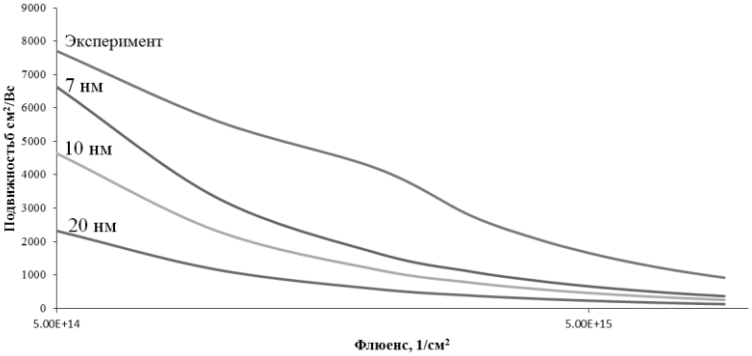


Рис. 3

На основе предложенного подхода можно решать обратную задачу – исходя из деградации подвижности восстанавливать структуру субкластеров радиационных дефектов, что является новым методом исследования электрофизических свойств полупроводников на микроуровне на основе макропараметров.

При дальнейшем рассмотрении стоит учитывать тот факт, что изменение подвижности, вызванное образованием субкластеров радиационных дефектов, будет локальным, то есть подвижность будет отличаться от подвижности необлученного

материала только в объеме, ограниченном областями, выбор которых подробно рассмотрен в работе [8].

Полученные аналитические и численные оценки в дальнейшем будут применены при расчетах с использованием физико-топологического моделирования в диффузионно-дрейфовом и квазигидродинамическом приближениях.

Выводы

Показано, что в диапазоне энергий 50-150 кэВ процент дефектов, исключаемых из расчетов примерно одинаков, что объясняется особенностями линейной передачи энергии при взаимодействии кристаллической решетки с первичным атомом отдачи.

[1] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2015. Т. 49, № 1. С. 71.
[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] Потехин А.А., Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Пузанов А.С. // Тр. XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. – Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 104.
[5] Khachiyan, L. G. // Mathematics of Operations Research, 1996, Vol. 21, no. 2. P. 307.
[6] Зеегер С. Физика полупроводников. – М.:Мир, 1977. 615 с.
[7] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991. 632 с.
[8] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С. // Вестник ННГУ. Серия: Радиофизика. 2013. Вып. 2. С. 56.

ДИФФУЗИОННО-ДРЕЙФОВАЯ МОДЕЛЬ С УЧЕТОМ ЗАВИСИМОСТИ ПОДВИЖНОСТИ ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ И РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным трендом микроэлектроники последнего десятилетия является уменьшение топологических размеров используемой элементной базы. Зачастую, входные цепи первичных цепей питания включают в себя стабилизирующие элементы и цепи преобразования переменного тока в постоянный (съемы «диодный мост» и прочие). Для стабилизации и преобразования переменного тока в основном используются высоковольтные диоды. Основным отличием таких диодов является высокое напряжение пробоя, достигаемое использованием низколегированных диодных структур [1]. Однако, у низколегированных структур при приложении напряжения обратной полярности в значительной степени увеличивается область пространственного заряда, характеризуемая высокими значениями напряженности поля в ней. В случае уменьшения геометрических размеров таких структур, процессы протекающие в области пространственного заряда будут иметь решающее значение в формировании выходного тока обратно смещенного диода. В качестве доминирующей особенности переноса через область пространственного заряда можно выделить зависимость подвижности носителей заряда от напряженности поля внутри этой области.

Описание особенностей математической модели

В качестве исходной модели для расчета параметров диодных структур была использована диффузионно-дрейфовая модель, включающая в себя уравнения для плотностей токов дырок и электронов (4-5), уравнение Пуассона (1), уравнения непрерывности для электронов и дырок (2-3):

$$\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{q}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + (N_d - N_a - n + p) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q}\frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{pn - {n_i}^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_p(p + n_i)}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q}\frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{pn - {n_i}^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_p(p + n_i)}, \quad (3)$$

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n\frac{\partial n}{\partial x}, \quad (4)$$

$$j_n = qn\mu_n E - qD_n\frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок, D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок, j_n и j_p – плотности электрического тока электронов и дырок, τ_n и τ_p – времена релаксации электронов и дырок, E – напряженность электрического поля, ε – диэлектрическая проницаемость материала, ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, φ – потенциал электрического поля, q – элементарный заряд, N_d и N_a – концентрации доноров и акцепторов,n_i – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике. При введениии зависимости подвижности от напряженности поля внутри структуры данная зависимость вводится через скорости переноса электронов и дырок следующим образом:

$$v_n(E) = \frac{\mu_n E}{\sqrt{1 + (\mu_n E / v_s)^2}}, \tag{6}$$

$$v_p(E) = \frac{\mu_p E}{1 + (\mu_n E / v_s)^2}, \tag{7}$$

где v_s = 10^7 см/с, μ_n – подвижность электронов, μ_p – подвижность дырок. Полный вывод дискретизации уравнений системы (1-5) с учетом (6, 7) не приводится ввиду его громоздкости.

Результаты моделирования и их обсуждение

В качестве модельной структуры были рассмотрены три структуры с одинаковыми технологическими характеристиками (материал, уровни легирования, профиль легирования), но разной длиной, а именно 10 мкм, 50 мкм и 100 мкм. Было проведено моделирование переноса носителей заряда в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом зависимости подвижности от напряженности поля в структуре и без учета данного явления. Наиболее сильные отличия получены при моделировании обратной ветви вольтамперных характеристик структуры размером 10 мкм и предельных уровнях значения обратного напряжения, приложенного к структуре (рис. 1).

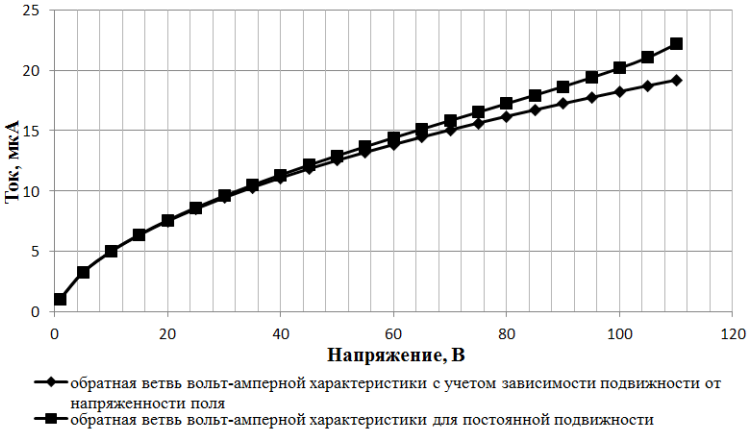


Рис. 1

Далее было проведено сравнение процентного прироста уровня тока от напряжения для всех модельных образцов (рис. 2).

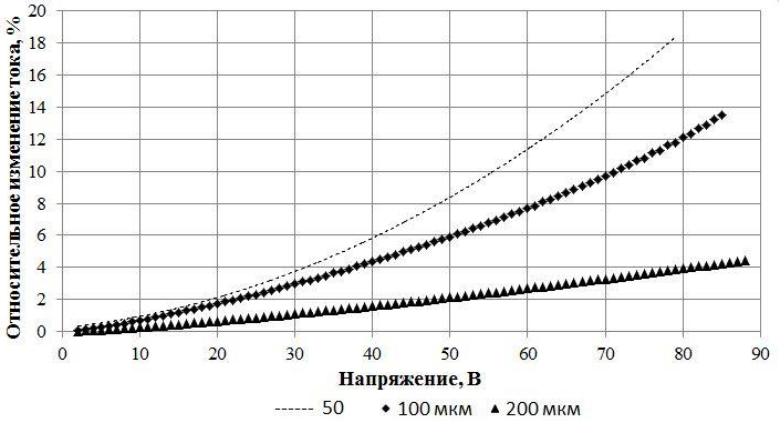


Рис. 2

Учет радиационного воздействия в подобных структурах можно провести в соответствии с работой [2]. В работе [2] показано, что при воздействии нейтронов будет происходить деградация примесных центров, а как следствие и изменение концентрации свободных носителей заряда, что будет косвенным образом влиять на подвижность. Для модельной структуры длиной 50 мкм было проведено моделирование радиационного воздействия, результатом которого стало изменение концентрации носителей в 2 раза (рис. 3).

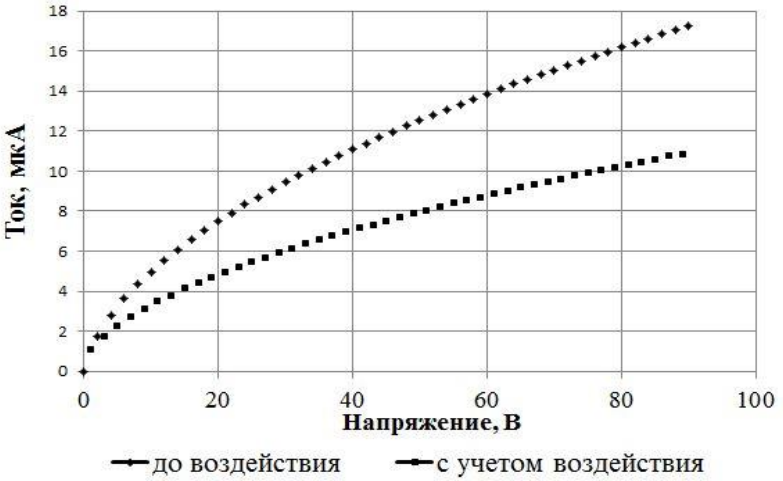


Рис. 3

Выводы

Разработана диффузионно-дрейфовая модель, позволяющая проводить учет зависимости подвижности от напряжённости поля в полупроводнике. Наиболее явно данный эффект проявляется в низколегированных структурах.

Проведен расчет обратных веток вольтамперных характеристик низколегированных высоковольтных выпрямительных диодов с учетом радиационного воздействия.

[1] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2009. Т. 38, № 1. С. 64.
[2] Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Радиационная физика полупроводников. – Киев: Наукова думка, 1979, 332 с.

ФИЗИКО-ТОПОЛОГИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДИНОЧНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В ДИОДНЫХ СУБМИКРОННЫХ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ С УЧЕТОМ РАЗОГРЕВА ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ГАЗА В ТРЕКЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Основным направлением развития электронной компонентной базы является микроминиатюризация – уменьшение массогабаритных характеристик, энергопотребления, снижение стоимости при одновременном повышении быстродействия и надежности, в том числе, в условиях негативного воздействия внешней среды, например, космического пространства. Известно, что действие ионизирующих излучений космического пространства приводит как к постепенной деградации характеристик дискретных полупроводниковых приборов и интегральных схем, так и одиночным сбоям и отказам, вызванных переходными ионизационными процессами в элементах. Для оценки сбоеустойчивости традиционная модель оперирует понятиями величин собранного заряда в треке заряженной частицы и критического заряда, необходимого для переключения или отказа элемента. В том случае, если величина собранного заряда превосходит величину критического заряда, происходит сбой или отказ. Таким образом, традиционная модель является интегральной, что справедливо в том случае, если длительность возбуждающего воздействия существенно меньше времени переключения. Однако уменьшение топологических норм элементов позволило снизить инерционность, что ведет к влиянию формы протекающего импульса тока и необходимости детального расчета переходных ионизационных процессов в субмикронных полупроводниковых структурах с учетом разогрева и последующей релаксации энергии горячих неравновесных носителей заряда в треке заряженной частицы.

Математическая модель

В соответствии с современными представлениями [1-3], заряженная частица формирует трек, состоящей из ядра, которое окружено оболочкой. Область ядра полностью ионизована, концентрация неравновесных носителей заряда достигает значений $2 \cdot 10^{23}$ см$^{-3}$, характерный радиус ядра составляет $r_c = \frac{v}{\omega_{pl}}$, где v – скорость заряженной частицы, $\omega_{pl} = \sqrt{\frac{4\pi n q^2}{m}}$ – плазмонная частота, q и m – заряд и масса электрона, n – концентрация валентных электронов среды. В области оболочки энерговыделение спадает пропорционально r^{-2}, характерный радиус оболочки равен максимальной длине пробега δ-электронов.

В простейшем случае, функция плотности вероятности передачи энергии первичного атома отдачи валентным электронам может быть получена из дифференциального сечения рассеяния. Более точным представляется подход, основанный на диэлек-

трическом формализме. В этом случае распределение передаваемой энергии $p(\Delta E)$ может быть описано следующим выражением [4]

$$p(\Delta E) \propto \frac{1}{\frac{5B\left(\Delta U_{peak}-1\right)^{\frac{3}{2}}\left(B\Delta U_{peak}+1\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\frac{\Delta E}{E_g}-1}}+\left(B\frac{\Delta E}{E_g}+1\right)^{\frac{5}{2}}}, \quad (1)$$

где ΔE – величина передаваемой электронно-дырочной паре энергии, E_g – ширина запрещенной зоны, ΔU_{peak} = 2,5, B = 0,1 для кремния и B = 0,3 для арсенида галлия – параметры модели.

Распределение по энергии генерируемых электронов E_e и дырок E_h для заданной величины передаваемой электронно-дырочной паре энергии определяется условной вероятностью [4]

$$p(E_h, E_e|\Delta E) \propto \rho_v(E_h)\rho_c(E_e), \quad (2)$$

$$E_e = \Delta E - E_h - E_g, \quad (3)$$

где $\rho_v(E_h)$ и $\rho_c(E_e)$ – функции плотности состояний дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости. Для расчетов плотности состояний использовался метод эмпирического псевдопотенциала [5].

Для моделирования релаксации начального распределения по энергии горячих неравновесных электронов и дырок в треке заряженной частицы применялась оригинальная компьютерная программа для анализа переноса носителей заряда в субмикронных полупроводниковых структурах на основе кремния [6] и арсенида галлия [7]. Параметры модели и методика моделирования взяты из работы [8].

Результаты и их обсуждение

Начальные распределения по энергии горячих неравновесных носителей заряда в треке заряженной частицы в кремнии и арсениде галлия приведены на рис. 1 и рис. 2 (·····), соответственно. Как следует из вышеприведенных формул начальные распределения по энергии горячих неравновесных электронов и дырок определяются энергетической зависимостью плотности состояний носителей заряда (—) в валентной зоне и зоне проводимости, а также функцией распределения передаваемой энергии.

За время пролета заряженной частицы через область моделирования (~0,1 пс) температуры электронов и дырок вдоль трека выравниваются и составляют T_e = 5230 К и T_h = 3130 К для кремния [9], T_e = 6650 К и T_h = 940 К для арсенида галлия. Приведенные значения температур соответствуют экспериментально определенной электронной температуре в аморфном углероде для энергии налетающего иона 5 МэВ/а.е.м [2].

Дальнейшая релаксация энергии неравновесных носителей заряда происходит за счет взаимодействия с решеточной подсистемой и выноса энергии из трека заряженной частицы за счет его диффузионного размытия. На рис. 1 и рис. 2 приведена дина-

мика релаксации энергии горячих электронов и дырок в треке заряженной частицы в кремнии и арсениде галлия через 0,025 пс (–·–), 0,05 пс (– –) и 0,075 пс (–··–).

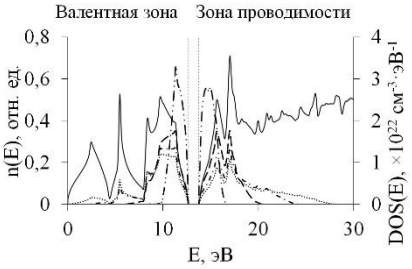


Рис. 1

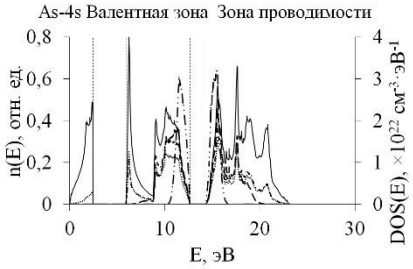


Рис. 2

[1] Митерев А.М. // Успехи физических наук. 2002. Т. 172, № 10. С. 1131.
[2] Комаров Ф.Ф. // Успехи физических наук. 2003. Т. 173, № 12. С. 1287.
[3] Комаров Ф.Ф. // Успехи физических наук. 2017. Т. 187, № 5. С. 465.
[4] Narayan R.D., Miranda R., Rez P. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 111, № 6. P. 064910.
[5] Cohen M.L., Bergstresser T.K. // Physical Review. 1966. Vol. 141, № 2, P. 789.
[6] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[7] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
[8] Fischetti M.V., Laux S.E. // Physical Review B. 1988. Vol. 38, № 14. P. 9721.
[9] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.

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

А.Р. Сазонов, А.С. Пузанов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Прогнозирование поведения полупроводниковых структур на радиационное воздействие при помощи математических моделей, в том числе сеточных методов решения системы моментных уравнений переноса [1, 2], стохастических алгоритмов решения кинетического уравнения Больцмана на основе процедуры Монте-Карло [3, 4], клеточных автоматов, нейросетевых алгоритмов, требуют большого объема исходных данных для настройки и калибровки. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал, постоянно обновляемый при исследованиях и испытаниях [5], однако проблемой является существенная разнородность имеющихся данных, что обусловлено многими факторами: различными амплитудно-временными и спектрально-энергетическими характеристиками излучений моделирующих установок, условиями проведения облучательных экспериментов, объемом контролируемых параметров и так далее. При этом принципиальной особенностью проведения радиационных исследований и испытаний является дистанционный контроль регистрируемых параметров в процессе и после облучения, для чего используются специализированные измерительные линии, вносящие искажения в полученные результаты.

В нашей предыдущей работе [6] была получена передаточная характеристика несогласованной длинной линии, а также представлена методика восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие, исключающая влияние длинной линии. При этом параметры длинной линии предполагались известными, что реализуется далеко не всегда. В данной работе рассматривается обратная задача восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом несогласованной длинной линии.

Математическая модель

Передаточная характеристика несогласованной длинной линии $H(j\omega)$ записывается в виде [6]

$$H(j\omega) = \frac{\left(1 - \Gamma_1(j\omega)\right) \times \left(1 - \Gamma_2(j\omega)\right) \times e^{jk(j\omega)l}}{1 + \Gamma_1(j\omega) \times \Gamma_2(j\omega) \times e^{2jk(j\omega)l}}, \quad (1)$$

$$\Gamma_1(j\omega) = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (2)$$

$$\Gamma_2(j\omega) = \frac{Z_3 - Z_2}{Z_3 + Z_2}, \quad (3)$$

$$k(j\omega) = \alpha + j\beta, \quad (4)$$

где $\Gamma_1(j\omega)$ и $\Gamma_2(j\omega)$ – коэффициенты отражения на входе и выходе длинной линии, Z_1, Z_2, Z_3 – комплексные импедансы объекта исследований или испытаний, длинной линии, осциллографа, $k(j\omega)$ – комплексное волновое число, α – коэффициент фазы, β – коэффициент затухания, l – длина линии. Данные величины (кроме Z_1 и Z_3) определяются через погонные сопротивление R, проводимость G, емкость C, индуктивность L длинной линии с медными проводами [7]

$$\alpha = 2\pi f \cdot \sqrt{LC}, \tag{5}$$

$$\beta = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2}\sqrt{\frac{L}{C}}, \tag{6}$$

$$R(f) = 0{,}0835 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{f} \cdot \left(\frac{1}{d} + \frac{1}{D}\right) \text{ Ом/м}, \tag{7}$$

$$G(f) = 2\pi f C \cdot tan\,\delta \text{ См/м}, \tag{8}$$

$$C = \frac{10^{-9} \cdot \varepsilon}{18 \cdot ln\frac{D}{d}} \text{ Ф/м}, \tag{9}$$

$$L = 2 \cdot 10^{-7} \cdot ln\frac{D}{d} \text{ Гн/м}, \tag{10}$$

$$Z_2 = \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{60}{\sqrt{\varepsilon}} \cdot ln\frac{D}{d} \text{ Ом}, \tag{11}$$

где f – частота, δ – угол диэлектрических потерь, ε – диэлектрическая проницаемость, d и D – диаметры внутреннего и внешнего проводов. Для D/d = 3,6 и ε = 2,28 импеданс длинной линии составляет 50 Ом.

В условиях облучательного эксперимента входное сопротивление осциллографа часто составляет 1 МОм, а импеданс исследуемого объекта меньше импеданса длинной линии, то есть $Z_1 << Z_2 << Z_3$ и $\Gamma_1 \approx 1$, $\Gamma_2 \approx 1$ – длинная линия разомкнута. Можно показать [7], что при длине разомкнутой линии в пределах от 0 до $\lambda/4$ импеданс носит емкостной характер, а на участке от $\lambda/4$ до $\lambda/2$ – индуктивный. Дальше через каждые четверть волны происходит чередование характера реактивности линии. При длине линии $\lambda/4$, $3\lambda/4$, $5\lambda/4$ и так далее входное сопротивление равно нулю и линия ведет себя как резонансный контур с последовательным соединением L и C. При длине линии $\lambda/2$, λ, $3\lambda/2$ и так далее сопротивление ее равно бесконечности и линия может быть эквивалентна резонансному контуру, составленному из параллельно включенных индуктивности и емкости.

Таким образом, условие резонанса разомкнутой линии

$$l = \frac{\lambda \cdot n}{2} - \frac{\lambda}{4}, \tag{12}$$

где n – натуральное число. Частота резонанса

$$f_{\text{рез}} = \frac{c}{l\sqrt{\varepsilon}}\left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right), \tag{13}$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве.

Методика восстановления реакции полупроводниковых структур

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

$$Y(j\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} y(t) \cdot e^{-j\omega t} dt. \tag{14}$$

На спектре $Y(j\omega)$ находятся резонансные частоты f_n, из которых вычисляется предположительная длина коаксиального кабеля

$$l = \frac{c}{f_n \cdot \sqrt{\varepsilon}}\left(\frac{n}{2} - \frac{1}{4}\right). \tag{15}$$

Подбирается Z_1 передаточной характеристики длинной линии $H(j\omega)$ при условии, что $Z_3 = 1$ МОм так, чтобы спектр исходного сигнала $X(j\omega) = Y(j\omega) / H(j\omega)$ резонансов не имел.

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

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} X(j\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega. \tag{16}$$

Результаты и их обсуждение

Спектр зарегистрированного сигнала $|Y(j\omega)|$ приведен на рис. 1. Резонансные частоты составляют 2,23 МГц, 6,69 МГц, 11,15 МГц и так далее. Это позволяет оценить длину коаксиального кабеля, которая равна 22,4 м, что находится в хорошем совпадении с типовой длиной измерительной линии 20...25 м [5]. Подбор импеданса объекта исследований по критерию отсутствия резонансов на спектре исходного сигнала $|X(j\omega)|$ (рис. 1) дал величину $Z_1 = 5$ Ом.

Результаты восстановления исходного сигнала $x(t)$ приведены на рис. 2. Видно, что длительность переходного ионизационного процесса существенно укорачивается, что обусловлено инерционными свойствами длинной линии, переколебания, вносимые длинной линией на исходном сигнале отсутствуют.

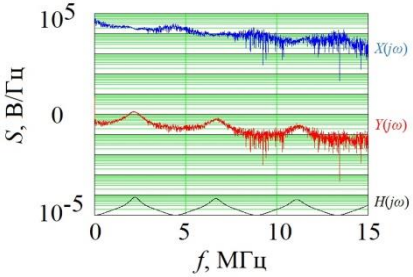


Рис. 1

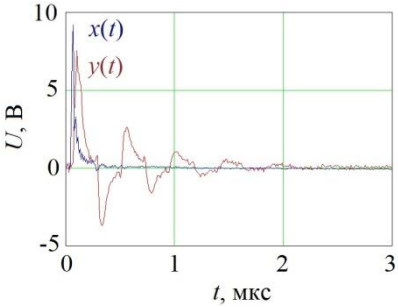


Рис. 2

[1] Киселев В.К., Оболенский С.В., Пузанов А.С., Скупов А.В. // Журнал радиоэлектроники. 2014. Т. 17, № 2. С. 10.
[2] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2018. Т. 52, № 11. С. 1295.
[3] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2010. № 3. С. 46.
[4] Пузанов А.С., Оболенский С.В. // Микроэлектроника. 2012. Т. 41, № 4. С. 304.
[5] Бутин В.И., Зинченко В.Ф., Романенко А.А. Система радиационных испытаний изделий электронной техники. – Владимир: Изд-во ВГУ, 2002, 190 с.
[6] Сазонов А.Р., Пузанов А.С. // В кн.: Тр. XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 111.
[7] Белоруссов Н.И., Гроднев И.И. Радиочастотные кабели. – М.: Госэнергоиздат, 1959, 320 с.

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ТРЕКЕ ПЕРВИЧНОГО АТОМА ОТДАЧИ В СУБМИКРОННЫХ ТРАНЗИСТОРНЫХ СТРУКТУРАХ

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

ННГУ им. Лобачевского

Введение

Главным трендом развития современной аналоговой и цифровой твердотельной электроники является уменьшение размеров полупроводниковых структур, которое сопровождается улучшением характеристик полупроводниковых приборов за счет одновременного уменьшения времени пролета электронами и дырками рабочей области аналоговых элементов и уменьшения энергии переключения цифровых элементов. Также уменьшение топологических норм изготовления полупроводниковых структур приводит к росту числа элементов цифровых микросхем и увеличению предельных частот аналоговых устройств. Вместе с этим уменьшение размеров полупроводниковых элементов до размеров, сопоставимых с длиной релаксации энергии (около 30 нм для электронов в кремнии), в свою очередь ведет к большему проявлению физических эффектов, связанных с горячими носителями заряда [1-3].

В работе [4] представлена вычислительная методика детального расчета спектра возбуждений вторичных частиц в кремнии, в которой помимо анализа движения первичной частицы учитываются процессы, связанные с релаксацией энергии и переносом вторичных частиц. В данной работе на основе полученных расчетов проведена оценка переходных ионизационных процессов в кремниевых субмикронных транзисторных структурах. Целью данной работы являлось моделирование тока ионизации, возникающего в треке первичного атома отдачи. Решение поставленной задачи проводилось в том числе при помощи метода молекулярной динамики на суперкомпьютере «Лобачевский».

Математическая модель

Детальное описание математической модели расчета спектра горячих носителей заряда представлен в работе [4]. Распределение вероятностей передаваемой электронно-дырочной паре энергии $p(\Delta E)$ может быть описано следующим выражением [5]:

$$p(\Delta E) \propto \frac{1}{\dfrac{5B\left(\Delta U_{peak}-1\right)^{\frac{3}{2}}\left(B\Delta U_{peak}+1\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\dfrac{\Delta E}{E_g}-1}}+\left(B\dfrac{\Delta E}{E_g}+1\right)^{\frac{5}{2}}}, \quad (1)$$

где ΔE – величина передаваемой электронно-дырочной паре энергии, E_g – ширина запрещенной зоны, $B = 0{,}1$ и $\Delta U_{peak} = 2{,}5$ для кремния – параметры модели.

Распределение по энергии генерируемых электронов E_e и дырок E_h для заданной величины передаваемой электронно-дырочной паре энергии определяется условной вероятностью [5]

$$p(E_h, E_e \mid \Delta E) \propto \rho_v(E_h)\rho_c(E_e), \quad (3)$$

$$E_e = \Delta E - E_h - E_g, \quad (4)$$

где $\rho_v(E_h)$ и $\rho_c(E_e)$ – функции плотности состояний дырок в валентной зоне и электронов в зоне проводимости.

Данное распределение использовалось при расчете энергетического спектра горячих носителей заряда в кремнии, радиационно-сгенерированных в треке первичного атома отдачи.

Результаты расчетов и их обсуждение

Для моделирование переходных ионизационных процессов была выбрана субмикронная *n*+-*n*-*n*+ кремниевая структура, в которой длина *n*-области составляет 100 нм с уровнем легирования 10^{17} см$^{-3}$. Расчеты переноса носителей заряда выполнены с помощью метода Монте-Карло. В качестве механизмов рассеяния учитывались акустические и оптические фононы, рассеяние на ионизованной примеси, и ударная ионизация.

В данной структуре для внешнего приложенного напряжения 0,1 В моделировалось воздействие импульса ионизирующего излучения путем генерации неравновесных носителей заряда вблизи стока транзистора, с распределением по энергиям, заданным выражением (3).

При моделировании процесса формирования трека первичного атома отдачи кремния использовался пакет прикладных программ LAMMPS [6] для оценки энергии, переданной от подвижных атомов вещества в электронную подсистему. В качестве объекта исследований была выбрана кремниевая структура с размерами 500×500×500 А (8000000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течении 100 пикосекунд, образованной первичным атомом отдачи кремния с кинетической энергией 3, 12 и 50 кэВ [7]. Вдоль трех ортогональных направлений использовались периодические граничные условия, тем самым, моделируя поведение атомов в объемном материале. Для учета электронных потерь движущихся атомов, использовалась двухтемпературная модель [8], которая основана на уравнении тепловой диффузии.

На рис. 1 представлена динамика изменения энергии, переданной в электронную подсистему в течение всего времени моделирования.

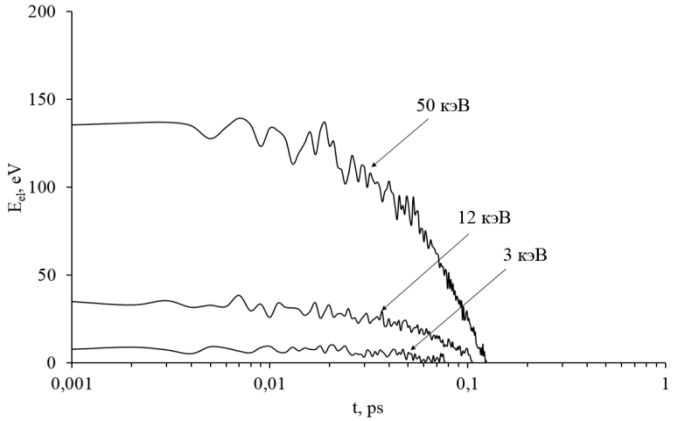


Рис. 1

Как следует из рис. 1, характерное время, за которое происходит передача основной энергии в электронную подсистему слабо зависит от энергии первичного атома отдачи и составляет 0,1 пс.

Результаты моделирования переходных ионизационных процессов приведены на рис. 2 для начальных энергий первичного атома отдачи 3 кэВ, 12 кэВ и 50 кэВ.

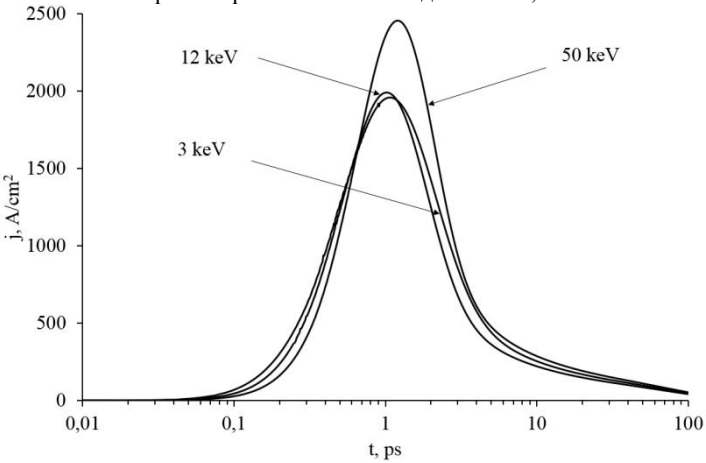


Рис. 2

Как следует из рис. 2, максимальная амплитуда импульса ионизационного тока зависит от начальной энергии первичного атома отдачи и составляет: 1.96 кА/см^2 для 3 кэВ, 1.99 кА/см^2 для 12 кэВ и 2.46 кА/см^2 для 50 кэВ.

[1] Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. – Вильнюс: Мокслас, 1989, 264 с.
[2] Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. – М.: Мир, 1991, 632 с.
[3] Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 9. С. 945.
[4] Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А. // Физика и техника полупроводников. 2020. Т. 54, № 8. С. 791.
[5] Narayan R.D., Miranda R., Rez P. // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 111, № 6, P. 064910.
[6] Plimton S. // Journal Computational Physics. 1995. Vol. 117, № 1. P. 1.
[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] Duffy D., Rutherford A., Phys J. – : Condens. Matter, 19, 016207 (2007).

Секция «Электроника»

Заседание секции проводилось 18 мая 2021 г.
Председатель – С.В. Оболенский, секретарь – Е.С. Оболенская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»

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

РСДБ-ЛОКАЦИЯ: ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВНЕЗЕМНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.А. Дугин[1,2)], А.А. Антипенко[1)], Ю.В. Тихомиров[1)], М.Б. Нечаева[2)], В.В. Безруков[2)], К.В. Шкирманте[2)], Г.Я. Ясмонтс[2)]

[1)] НИРФИ ННГУ им. Н.И.Лобачевского

[2)]Научно-исследовательский инженерный институт "Вентспилсский международный радиоастрономический центр" Вентспилсской Высшей школы (ВМРАЦ) г. Вентспилс, Латвия

Разработка и создание эффективных систем обеспечения космической безопасности Земли является одним из приоритетных направлений развития как оптических, так и радиолокационных средств наблюдений за дальним и ближним космосом [1].

Проблема создания системы предупреждения астероидно-кометной опасности рассматривается уже давно, но в последние годы ей уделяется повышенное внимание как в связи с падением на землю крупных метеороидов, так и с сильным загрязнением околоземного пространства «космическим мусором», представляющим угрозу функционированию действующих космических аппаратов (КА) и пилотируемым полетам. Сейчас в России и за рубежом ведутся разработки программ противодействия космическим угрозам, задачами которых являются обнаружение и отслеживание опасных небесных тел с применением наземных и космических технических систем.

Существующие глобальные системы контроля космического пространства, основаны, в основном, на применении оптических систем наблюдений, ведущих в настоящее время практически непрерывный обзор неба в том числе, для выявления объектов, представляющих угрозу для Земли. Однако, такие недостатки этих систем как ночное время обзора неба, сильная зависимость от погоды и невозможность обнаружения объектов, приближающиеся к Земле со стороны Солнца, определяют необходимость применения других средств мониторинга космического пространства, а именно, радиолокационных.

В начале 2000-х годов в НИРФИ был предложен метод РСДБ-локации, основанный на приеме отраженных от объекта сигналов наземного локатора сетью приемных пунктов, работающих в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). Метод успешно применялся в многочисленных экспериментах по наблюдению объектов космического мусора и астероидов. Наиболее успешным экспериментом была локация астероида 2012 DA14, пролетевшего в пределах геостационарной орбиты [2]. Была достигнута высокая точность определения параметров движения объектов, однако, требовалось относительно точное целеуказание от других средств обнаружения (в основном, оптических). Кроме того, большие энергозатраты передатчика при локации мелких фрагментов космического мусора и астероидов, имеющих крайне низкий коэффициент отражения радиоволн от поверхности, а также сложная организация сети приемных пунктов ограничивали применение данного метода.

Развитие РСДБ-локации пошло по пути использования в качестве зондирующего излучения наиболее мощных внеземных радиоисточников и излучения передатчиков как межпланетных космических аппаратов, так и искусственных спутников Земли в ближнем космосе (навигационных и геостационарных). Такое построение бистатической локационной системы существенно повышает вероятность обнаружения объекта

в ситуации возникновения просветного эффекта. Этот эффект состоит в том, что при облучении объекта, размеры которого в несколько раз больше длины волны, излучаемой передатчиком, энергия, рассеянная назад, на несколько порядков меньше энергии, рассеянной вперед по линии облучения. Эффективная площадь рассеяния (ЭПР) объекта при наблюдении в бистатическом радиолокаторе «на просвет» в сотни раз превосходит ЭПР для традиционного моностатического радиолокатора. Важным моментом является то обстоятельство, что рассеянный сигнал не зависит от формы и материала объекта.

Были рассмотрены различные варианты построения бистатических радиолокационных систем [3, 4] для мониторинга космического пространства с использованием имеющихся земных передатчиков, передатчиков КА, а также сигналов естественных космических радиоисточников, в первую очередь Солнца. Предложена схема радиолокационного комплекса, использующая корреляционную обработку прямого сигнала локатора с сигналом, рассеянным от объекта на основе методологии РСДБ [3, 5]. Причем данная схема приемного комплекса позволяет проводить наблюдения одиночными антеннами.

Для отработки методики локации объектов (самолетов и космического мусора) с использованием просветного рассеяния проведена серия экспериментов на антеннах разной эффективной площади. В качестве зондирующих применялись сигналы навигационных космических аппаратов (НКА). Первые эксперименты по приему рассеянных сигналов от самолетов при их зондировании сигналами НКА ГЛОНАСС, GPS и Галилео были осуществлены одиночной антенной диаметром 2 метра РСДБ-пункта «ННГУ» в Нижнем Новгороде [6]. На рис. 1 а, б приведены примеры корреляционного отклика в зависимости от частоты и времени. Из-за быстрого перемещения объекта время накопления сигнала при автокорреляционной обработке было минимальным (порядка 0.25 с). Тем не менее, даже для небольшой по площади антенны четко видны корреляционные отклики на пролетающий объект. Т.е. результаты эксперимента показали реализуемость предложенной идеи. Однако, неопределенность координат и скорости объекта, быстрое

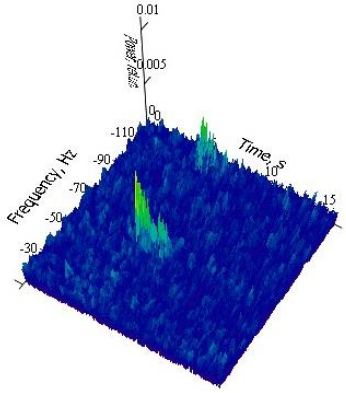


Рис. 1 а

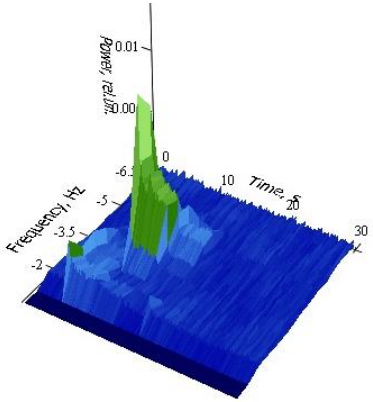


Рис. 1 б

прохождение самолета через диаграмму направленности (ДН) антенны и небольшая чувствительность системы не позволяли провести эффективную вторичную обработку данных.

Дальнейшие эксперименты осуществлялись на крупных зеркальных антеннах РТ-32 и РТ-16 «Ирбене» (ВМРАЦ, Латвия) в диапазоне 1.6 ГГц [7-9]. Наблюдения проводились как одиночной антенной, так и в режиме интерферометра с базой около 800 м. Антеннами принимались сигналы НКА GPS и отслеживались прохождения через диаграммы направленности антенн крупных объектов космического мусора на высоких орбитах и Международной космической станции, имеющей суммарную геометрическую площадь около 400 м^2.

На рис. 2 а, б, в приведены результаты обработки данных для пролета фрагмента космического мусора на угловом расстоянии от линии локации «передатчик – приемник» более 1 градуса. Рисунки последовательно сдвинуты во времени на 30 сек; расчетному времени пролета соответствует рис. 2 в. На каждом рисунке приведен выходной сигнал интерферометра в осях «амплитуда – частота – время», построенный на интервале 30 с. Хорошо различимы два сигнала: от медленно движущегося НКА, который имеет почти постоянную частоту из-за компенсации при обработке сдвигов частоты и задержки, и сигнал от быстродвижущегося объекта с частотой интерференции, линейно изменяющейся с течением времени.

Важным результатом проведенных экспериментов на данном этапе работы следует считать определение методики обработки данных экспериментов при использовании для наблюдений оди-

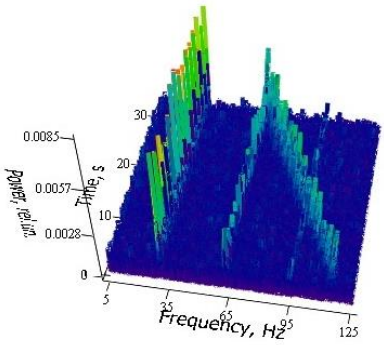


Рис. 2 а

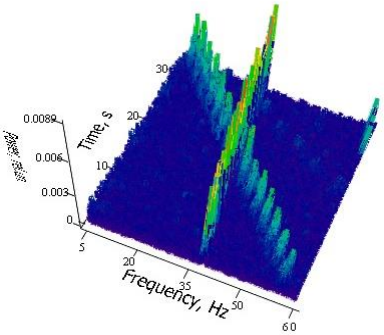


Рис. 2 б

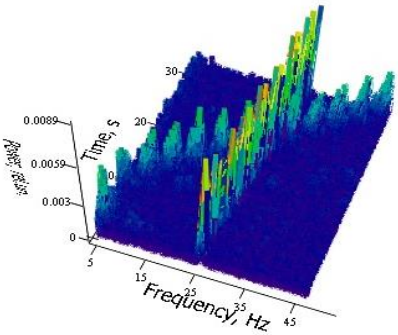


Рис. 2 в

ночной антенны и интерферометра. Таким образом, результаты экспериментов по применению новых принципов РСДБ-локации показывают перспективность данного развития систем предупреждения космической опасности для Земли.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания) и Латвийской академией наук (проект “The application of the forward scatter radar method for the detection of space objects”, Nr. lzp-2020/2-0101).

[1] Астероидно-кометная опасность: вчера, сегодня, завтра / Под ред. Б.М. Шустова, Л.В. Рыхловой. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010, 384 с. – ISBN 978-5-9221-1241-3.
[2] Нечаева М.Б. , Дугин Н.А. , Антипенко А.А. , Безруков Д.А. , Безруков В.В. , Войтюк В.В. , Дементьев А.Ф. , Екабсонс Н. , Клаперс М. , Коноваленко А.А. , Кулишенко В.Ф. , Набатов А.С. , Нестерук В.Н. , Пупильо Д. , Резниченко А.М. , Салерно Э. , Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В., Хуторной Р.В., Шкирманте К. , Шмелд И. , Чагунин А.К. // Изв. вузов Радиофизика. 2014. Т.57, №10. С. 774.
[3] Радиолокационный комплекс, Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Тихомиров Ю.В. Патент на изобретение № 2422849 (RU 2 422 849 C1) от 27.07.2011 (заявка № 2010106988, приоритет 24.02.2010), опубл. 27.06.2011. Бюлл. № 18. — 13 с.: ил.
[4] Радиолокационный комплекс для обнаружения астероидов. Дугин Н.А., Бляхман А.Б. Патент на изобретение № 2625542 (RU 2 625 542 C1), заявка № 2016136255/28 (056981) от 08.09.2016, опубл. 14.07.2017. Бюлл. № 20: ил.
[5] M.Nechaeva, N.Dugin. Method of forward scatter radar in the task of near-Earth asteroids detecting. BAASP 2017–5th International Scientific Conference "Baltic Applied Astroinformatics and Space data Processing". 23 – 24 August, 2017, Ventspils, Latvia. Abst. P. 29.
[6] Н.А.Дугин, Ю.В. Тихомиров, А.А.Антипенко, А.К. Чагунин, М.Б. Нечаева. Возможности радиолокации воздушных объектов сигналами космических аппаратов. II Всероссийская научная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн» – «Муром 2018» (в рамках «VIII Всероссийских Армандовских чтений»), 2018, 26-28 июня, Муром, сборник трудов (электр.). С. 463.
[7] Bleiders M., Berzins A., Jekabsons N., Skirmante K., Bezrukovs Vl. // Latvian Journal of Physics and Technical Sciences. 2019. Vol. 56, № 3. P 50. doi:10.2478/lpts-2019-0019.
[8] Bleiders M., Antyufeyev O., Patoka O., Orbidans A., Aberfelds A., Steinbergs J., Bezrukovs V., Shmeld I. // Journal of Astronomical Instrumentation. 2020. Vol. 9, № 2. doi:10.1142/S2251171720500099.
[9] Bezrukovs V.l. // Latvian Journal of Physics and Technical Sciences. 2016. Vol. 53, № 2. P. 14. doi:10.1515/lpts-2016-0009.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛА В РСДБ-ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ МЕДВЕЖЬИ ОЗЕРА – КАЛЯЗИН

Н.А. Дугин, Б.М. Зиньковский, К.А. Иванов, Г.А. Лобачев, М.Б. Нечаева

АО ОКБ МЭИ

ОКБ МЭИ исторически занималось разработкой и созданием крупных антенных комплексов, самыми известными из которых являются две антенны мирового уровня с диаметрами зеркал 64 метра в Медвежьих Озерах и в Калязине. Антенны в качестве Центров дальней космической связи входят в Наземный комплекс управления дальними космическими аппаратами (НКУ ДКА). В настоящее время ОКБ МЭИ осуществляет крупный проект по модернизации НКУ ДКА, целью которого является создание радиоинтерферометрической сети для решения задач навигации, управления космическими аппаратами в дальнем космосе и приема научной информации [1].

С 2017 года радиотелескопы в Калязине и Медвежьих Озерах принимают участие в совместном российско-европейском проекте по исследованию Марса «Экзомарс-2016» [2-4], обеспечивая прием научной информации с орбитального модуля TGO. В рамках сотрудничества с Европейским космических агентством предусмотрено участие антенн в других космических проектах, в том числе в экспериментах по определению координат космических аппаратов методом дифференциальной интерферометрии (Delta-DOR).

К началу проекта «Экзомарс-2016» была выполнена модернизация обеих антенн, включающая замену приводных систем и оснащение приемной аппаратурой на частоту 8.5 ГГц. Разработаны и созданы широкополосные конвертеры для регистрации и передачи данных и ведется разработка коррелятора. Оснащение приемных антенн радиоинтерферометрической аппаратурой позволяет решать следующие задачи:

- измерение координат космических объектов методами РСДБ в дальнем и ближнем космосе,
- сопровождение космических миссий при приеме и передаче научной информации, сложение площадей антенн для увеличения чувствительности приемной системы и увеличения дальности приема.

Для решения перечисленных задач требуется высокая чувствительность приемного комплекса и высокая точность координатных измерений, для которых необходимы широкие полосы и длительное время накопления сигнала. Поэтому разработанные конвертеры позволяют работать с полосами регистрации сигнала от 1 до 256 МГц, оптимальных для приема как узкополосных сигналов космических аппаратов, которые могут быть достаточно слабыми в случае межпланетных миссий, так и для приема излучения естественных радиоисточников. Предусмотрена непрерывная регистрация потока, длительность которой ограничена только дисковым пространством (в настоящее время обеспечивается запись объемом до 12 ТБ при скорости регистрации 6 ГБ/с). Диапазон частот входного сигнала конвертера – от 5 МГц до 2 ГГц. Реализовано несколько форматов регистрации данных: кроме неформатированного потока, предусмотрен формат VDIF, принятый в Европейской РСДБ-сети (EVN), и RDEF, соответствующий стандартам CCSDS, для систем космической связи. Кон-

вертер оснащен каналом воспроизведения аналогового сигнала. Эта функция позволяет использовать конвертер в качестве ретранслятора записанного сигнала.

Очевидно, что увеличение полосы регистрации сигнала и времени интегрирования при обработке данных потребует увеличения дискового пространства и повышения вычислительной мощности оборудования. Рассмотрены методические и технические пути увеличения производительности коррелятора, среди которых применение ряда быстрых алгоритмов без потери чувствительности и использование технологии параллельных вычислений на графических процессорах. Реализованы алгоритмы XF и FX-коррелятора, а также протестированы новые методы автоматического поиска корреляционного сигнала и алгоритм следящего коррелятора. Тестовый образец коррелятора создан на сервере DELL, на базе процессора Intel Xeon E5-2637, и графическом процессоре GPU NVIDIA QUADRO P4000 с использованием библиотек параллельной обработки CUDA.

Тестирование разработанных широкополосных многоканальных конверторов и отработка алгоритмов корреляции выполнялись в РСДБ-экспериментах на интерферометрах с малой базой 800 м на антеннах ТНА-1500 и ТНА-57 в Медвежьих Озерах, и на интерферометре с базой 151 км с задействованием антенн ТНА-1500 в Медвежьих Озерах и ТНА-1500К в Калязине. В экспериментах осуществлялся прием излучения естественных радиоисточников и сигналов космических аппаратов «Экзомарс (TGO)» и «Спектр-РГ» на частоте 8.4 ГГц.

Обработка данных выполнялась с помощью алгоритма XF-коррелятора: сначала проводилась коррекция потоков данных с компенсированием взаимной разности хода (геометрической задержки) и частотного сдвига Доплера, возникающих на разных трассах распространения сигнала от объекта до приёмных пунктов. Далее рассчитывалась кросс-корреляция потоков для определенного диапазона задержек и выполнялся Фурье-анализ для каждой задержки.

Результаты обработки иллюстрируются ниже трехмерными графиками выходного сигнала интерферометра в зависимости от частоты и задержки. По вертикальной оси откладывается амплитуда корреляционной функции в долях единицы, полагая, что при полной корреляции амплитуда равна единице. По оси X откладывается частотный сдвиг относительно расчетной частоты (в Гц), по оси Y – сдвиг по задержке относительно расчетной (в микросекундах). Красной кривой на графиках обозначена корреляционная функция; синей кривой – спектр мощности сигнала интерферометра для каждой задержки.

Измеряемыми параметрами являются задержка в максимуме корреляционной функции и частота спектрального максимума, которые несут информацию о положении и скорости движения наблюдаемого объекта. На графиках приводятся измеренные характеристики: амплитуда максимума корреляционной функции (Pmax), частотный сдвиг (dF), поправка к расчетной задержке (dT) и отношение сигнал/шум (SNR – signal-to-noise ratio), рассчитанное для спектра мощности выходного сигнала при задержке, в которой корреляционная функция имеет максимум.

На рис. 1 представлен отклик интерферометра Медвежьи Озера ТНА-1500 – ТНА-57 на сигнал космического аппарата «Спектр-РГ», зарегистрированный 15 января 2020 г. в 14:14:00 UT. Полоса регистрации составляла 2 МГц, время накопления – 8 сек. Особенности модулированного сигнала проявились в форме корреляционной

функции: она имеет характерную форму острого пика на широком пьедестале. Пик корреляционной функции обусловлен широкополосной частью спектра излученного сигнала, а пьедестал – узкополосной частью.

После эпизодических наблюдений, в которых проводилась отладка алгоритмов и аппаратуры, был проведен РСДБ-эксперимент по наблюдению внеземных дискретных радиоисточников. Целью эксперимента было измерение параметров базы интерферометра Калязин (ТНА-1500К) – Медвежьи Озера (ТНА-1500). Расписание было составлено таким образом, чтобы охватить широкую область углов места и азимутов, и включало три сеанса наблюдений длительностью по 4 часа. Во время сеансов выполнялись наблюдения радиоисточников с потоками от 7 до 44 Ян и малыми угловыми размерами по сравнению с разрешающей способностью интерферометра с базой 151 км на частоте 8.4 ГГц. Сигнал источников в комплексном виде регистрировался в полосе 32 МГц при двухбитовом квантовании. Всего выполнено около 120 сканов по 11 наиболее мощным источникам. Отклики получены от всех источников.

На рис. 2 приведен пример сигнала интерферометра при приеме излучения одного из самых интенсивных радиоисточников – 3С84. Обработка эксперимента выполнялась с помощью XF-коррелятора, реализованного на 8-ядерном процессоре компьютера. Отдельные сканы обрабатывались на графических процессорных устройствах (ГПУ). Сделаны оценки быстродействия алгоритмов: время обработки на ГПУ двухминутной записи в полосе 32 МГц составило 14.3 с, что в 14 раз меньше, чем при обработке на 8-ядерном процессоре.

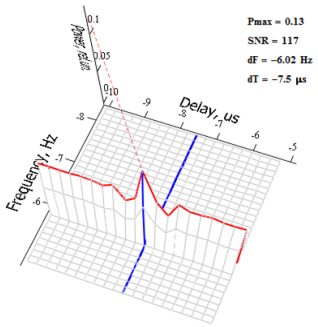


Рис. 1

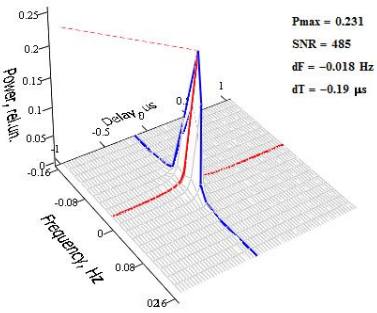


Рис. 2

Исходными величинами для измерения проекций базы интерферометра **B** [B_X, B_Y, B_Z] и инструментальной задержки $d\tau_u$ является ряд измеренных геометрических задержек, при которых корреляционная функция имеет максимум. В том случае, когда объект располагается на большом расстоянии от Земли и волновой фронт излучения, приходящего на антенны можно считать плоским, геометрическая задержка τ связана с искомыми параметрами и координатами источника на момент наблюдений (склонением δ и часовым углом h) следующим выражением:

$$\tau = \frac{1}{c}[B_X \cos\delta \cos h + B_Y \cos\delta \sin h + B_Z \sin\delta] + d\tau_u$$

Дальнейшее решение задачи свелось к решению системы линейных уравнений с четырьмя неизвестными. По результатам обработки данных сделаны предварительные оценки длин проекций базы интерферометра и величины инструментальной задержки. Расхождение полученных и заданных проекций базы было в пределах ошибок измерений, определяемых дискретом задержки.

Разработанное оборудование – широкополосный конвертер и коррелятор, – позволили провести эксперимент по суммированию площадей, основанный на методе увеличения чувствительности приемной системы при синфазном сложении сигналов, принятых двумя антеннами.

В пунктах Калязин и Медвежьи Озера во время штатного сеанса с помощью конвертеров выполнена регистрация сигнала аппарата «Экзомарс (TGO)»: сигнал оцифровывался в полосе 8 МГц и переносился на нулевую частоту, запись комплексного 8-ми битового сигнала выполнялась в формате VDIF. Далее файлы со станций передавались в коррелятор, в котором выполнялось суммирование сигналов с компенсацией фазы. Для этих целей применяется разработанный алгоритм следящего коррелятора с автоматической подстройкой фазы. Результатом обработки являлся комплексный сигнал на нулевой частоте, который регистрировался в виде бинарного потока. Результирующий сигнал переносился конвертером на частоту воспроизведения (70 МГц) с помощью ПЛИС и в цифровой форме поступал на ЦАП. Для оценок чувствительности использовалось отношение энергии бита к плотности шума Eb/N0. Получено приращение Eb/N0 суммарного сигнала по отношению к среднему значению двух сигналов на 2.67 дБ, что близко к теоретически возможному максимальному значению 3 дБ.

Таким образом, тестовый образец коррелятора и система регистрации испытаны в экспериментах по приему сигналов космических аппаратов и удаленных естественных радиоисточников. Определены параметры базовой линии интерферометра Калязин – Медвежьи Озера, выработаны рекомендации по повышению точности измерений. Проведены первые эксперименты по синфазному сложению сигналов двух антенн, в результате чего получено существенное увеличение чувствительности системы. Данные проведенных измерений позволили сделать вывод, что широкополосные конвертеры удовлетворяют предъявленным требованиям и на сегодняшний день включены в состав штатной аппаратуры. В дальнейшем предполагается проведение РСДБ экспериментов (в том числе Delta-DOR) на антеннах ОКБ МЭИ и в международной кооперации.

[1] http://www.okbmei.ru/nku_dka.html (дата обращения 19.05.2021).
[2] http://exomars.cosmos.ru/. Экзомарс (дата обращения 19.05.2021).
[3] http://www.okbmei.ru/240118.html (дата обращения 19.05.2021).
[4] https://exploration.esa.int/web/mars/. ESA – Robotic Exploration of Mars (дата обращения 19.05.2021).

О ВЫБОРЕ МЕСТ УСТАНОВКИ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ АНТЕНН И АНТЕНН КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА ТЕРРИТОРИИ РФ

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

[1)]НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] НГТУ им. Р.Е. Алексеева
[3)]Институт физики микроструктур РАН
[4)]ФИЦ «Институт биологии южных морей имени А.О. Ковалевского РАН»

Введение

Для реализации в Российской Федерации (РФ) спутниковых систем связи в диапазоне ММВ необходимо создание наземной инфраструктуры, обеспечивающей прием и передачу спутниковой информации в диапазоне ММВ. С учетом основной тенденции развития систем связи и радиоастрономии в освоении миллиметровых и более коротких длин волн в последние годы в НИРФИ ННГУ проведены измерения атмосферного поглощения в окнах прозрачности ММВ. В результате была показана возможность использования полигона "Карадаг"для установки систем космической связи и измерений космических источников в диапазоне ММВ [1].

1. Сравнение условий распространения мм радиоволн для полигона "Карадаг", плато "Суффа", острова "Сардиния" и трех полигонов ИПА РАН

Основными факторами, влияющими на распространение ММВ в атмосфере, являются поглощение в атмосферных газах − кислороде и водяном паре, а также капельной фракции облаков.

Количество ясных дней в году − один из основных факторов при выборе мест установки антенн ММВ. Погодные условия считаются благоприятными для радиоастрономических измерений в миллиметровом диапазоне при облачности менее 2.5 балла. На рис. 1 приведены средние данные о промежутках времени в сутках, когда это условие выполняется. Они показаны сплошными линиями, соединяющими соответствующие значения каждого месяца, в том числе для "Суффы" по месяцам (ясные сутки) за 1981–1991 гг. – значения нанесены синими точками, для 64-метрового радиотелескопа на итальянском о. Сардиния (SRT) - красные ромбы (данные есть только для зимних и летних месяцев), для других рассматриваемых полигонов по месяцам с августа 2019 г. по январь 2020 г.: "Карадаг" – красными звездочками, "Светлое" – зелеными квадратиками, "Зеленчукская" – лиловыми крестиками, "Бадары" – коричневыми треугольниками. Пунктирными линиями показаны также средние данные о промежутках времени в ночах, когда наблюдалась облачность менее 2.5 баллов (кроме SRT). Из рис. 1 видно, что в летне-осенний период доля ясной погоды для Карадага существенно превышает этот параметр для полигонов ИПА РАН и сравнима с данными для Суффы и SRT. В зимний период доля ясной погоды на Карадаге уменьшается и сравнима с полигонами ИПА РАН.

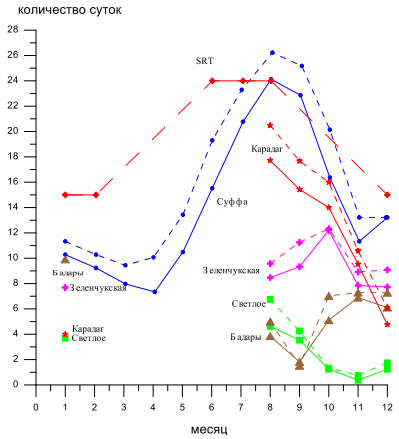


Рис. 1

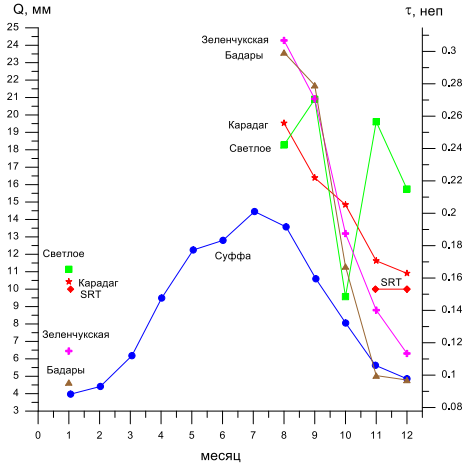


Рис. 2

В 2019–2020 гг. исследования атмосферного поглощения проводились на полигоне НИРФИ ННГУ "Карадаг" (Крым). Несмотря на небольшую высоту расположения над уровнем моря (105 м – основная площадка, и 140 м – верхняя площадка), подтверждением целесообразности создания в 1966 году радиоастрономической станции НИРФИ «Карадаг» явилось множество проведенных научных работ, включающих измерения радиоизлучения космических объектов с поверхности Земли на длинах волн вплоть до 8 мм. В этой связи было высказано предположение, что площадка полигона может быть использована также и в коротковолновом диапазоне миллиметрового спектра как для наблюдений космических объектов, так и для установки станции космической связи. Для проверки такой возможности измерения атмосферного поглощения на территории полигона "Карадаг" начали проводиться с 2017 г.

На рис. 2 приведены результаты измерений интегрального содержания водяного пара (левая ось) по данным аэрологического зондирования за 1981–1991 гг. для плато "Суффа" (обозначения те же). Показаны данные измерений атмосферного поглощения на длине волны 3 мм на полигоне "Карадаг" (правая ось) и полученные по ним интегральные влагосодержания для периода с августа 2019 г. по январь 2020 г. Из графиков видно, что среднемесячные содержания водяного пара для полигона "Карадаг" на 5–7 мм осажденной влаги больше, чем для Суффы. Имеющиеся данные для SRT за зимний период примерно соответствуют полигону "Карадаг". Сравнение параметров на рис. 1 и рис. 2 позволяет сделать вывод, что количество ясных суток на полигонах Суффа и Карадаг отличается не существенно, а содержание водяного пара на Карадаге на 20–30% больше, чем на Суффе. Однако необходимо отметить, что высота Карадага над уровнем моря (100 м), что в 23 раза меньше, чем у Суффы (2350 м). Таким образом, *использование в данном случае высокогорья, в рамках стандартного подхода для выбора мест установки антенн ММВ диапазона, дает слабый эффект*.

Полученные интегральные влагосодержания для полигонов ИПА РАН с августа 2019 г. по январь 2020 г. также показаны на рис. 2. Как видно из графика, интегральные влагосодержания в летне-осенний период для полигонов ИПА превышают соответствующие значения для Суффы и Карадага. В зимний период, при наступлении отрицательных температур, интегральные влагосодержания на полигонах ИПА РАН уменьшаются из-за вымораживания. Однако *эффект наблюдается в ограниченный промежуток времени из-за небольшого количества ясных суток* в зимний период.

3. Альтернативный подход к выбору мест установки антенн ММВ

Альтернативная концепция может заключаться в выборе места со специфической розой ветров, доставляющей сухой воздух к пункту установки инструмента.

Индикатором количества влаги может быть характер растительности в местах предполагаемого расположения антенн миллиметрового диапазона. Например, при сравнении пункта космической связи в Евпатории (Западный Крым), места расположения 64-метрового радиотелескопа на о. Сардиния и полигона "Карадаг" видно, что равнинный характер местности в районе Евпатории и на о. Сардиния способствует свободному распространению влажного морского воздуха вглубь суши. Характер растительности свидетельствуют о меньшем влагосодержании в районе полигона "Карадаг", чем в Евпатории и на о. Сардиния.

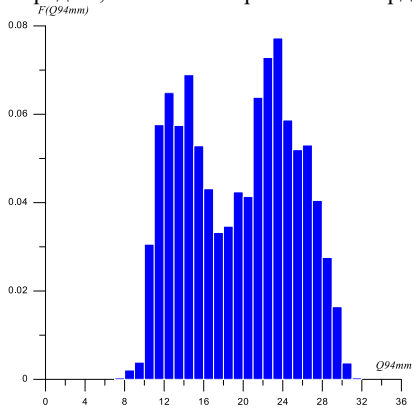


Рис. 3

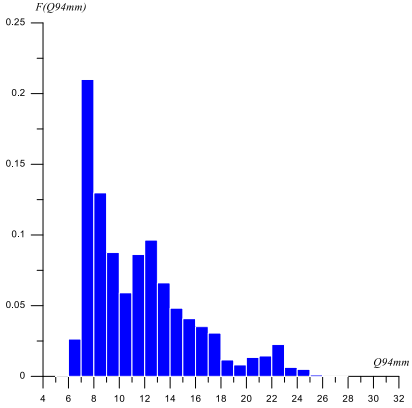


Рис. 4

Статистической характеристикой повторяемости измеренных значений поглощения атмосферы в диапазоне 3 мм являются гистограммы. При северных ветрах и ясном небе характер гистограмм может существенно отличаться от типичных унимодальных. На рис. 3 показана гистограмма измерений в диапазоне 3 мм интегрального влагосодержания Q на полигоне "Карадаг" за август 2019 г. Левая часть гистограммы с малыми влагосодержаниями на рис. 3 формируется участками записи, характерными для местной атмосферной циркуляции на полигоне "Карадаг".

Однако и унимодальный характер гистограммы не всегда свидетельствует о значительном количестве атмосферной влаги. На рис. 4 показана гистограмма измерений интегрального влагосодержания Q на полигоне "Карадаг" за ноябрь 2019 г. В данном

случае малые значения интегрального влагосодержания связаны не с местной, а с глобальной циркуляцией атмосферы.

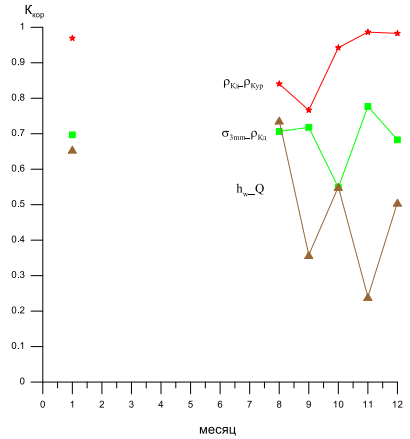


Рис. 5

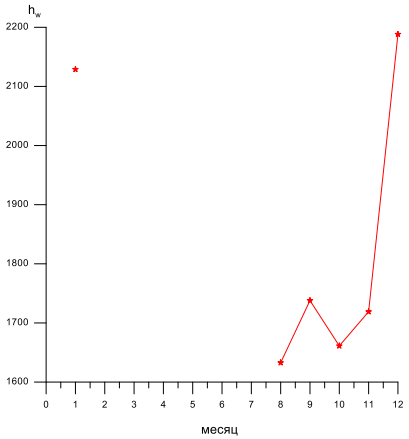


Рис. 6

Это подтверждают коэффициенты корреляции приземной влажности на полигоне "Карадаг" и метеостанции "Курортное" (расстояние 4 км, расположена на берегу моря) на рис. 5 – красные звездочки. При местной циркуляции (в августе) коэффициент корреляции 0.85, а в ноябре 0.98, т.к. при глобальной циркуляции абсолютные влажности на полигоне и на берегу моря одинаковые. Об этом же свидетельствует коэффициент корреляции высоты слоя водяного пара и интегрального влагосодержания на полигоне "Карадаг" (коричневые треугольники), в августе корреляция достигает 0.75, а в ноябре 0.2 т.е. практически отсутствует, т.к. интегральное влагосодержание определяется внешними причинами. При этом корреляция атмосферного поглощения и абсолютной влажности на полигоне "Карадаг" (зеленые квадратики) значительно не меняется. Отсюда также следует, что малые значения интегрального влагосодержания на полигоне "Карадаг" связаны не только с приземными значениями абсолютной влажности, но и с малой величиной высоты слоя водяного пара, показанной на рис. 6. Видно, что толщина слоя водяного пара в летне-осенний период составляла 1.6-1.8 км, что существенно меньше величин 2.5 км, характерных для средней полосы РФ.

Работа выполнена в рамках госзадания ННГУ 0729-2020-0057, ИФМ РАН 0035-2014-0206, а также ФИЦ ИнБЮМ 0556-2019-0006.

[1] Бубукин И.Т. и др. // Астрономический журнал. 2021. Т. 98, № 8. в печати.

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕЙТЕРИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ В ОБЛАСТЯХ ОБРАЗОВАНИЯ МАССИВНЫХ ЗВЕЗД

А.Г. Пазухин[1, 2], И.И. Зинченко[1, 2], Е.А. Трофимова[1]

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

В 2019 году при помощи 30-м радиотелескопа IRAM (Испания) И.И. Зинченко и Е.А. Трофимовой были проведены наблюдения нескольких областей образования массивных звезд на длинах волн 3-4 мм и 2 мм, включающие переходы дейтерированных молекул DCN, DCO^+, DNC, NH_2D, N_2D^+. Полученные данные позволяют также оценивать температуру газа в источниках по наблюдавшимся линиям молекул типа симметричного волчка CH_3CCH и CH_3CN, которые являются хорошими индикаторами температуры достаточно плотного газа. В результате обработки данных построены карты распределения интенсивности в линиях DCN, DCO^+, DNC, выполнена деконволюция карт методом максимума энтропии, получены оценки количества молекул на луче зрения. Распределения разных молекул отличаются друг от друга. Эти распределения сопоставлены с вариациями температуры.

Данные наблюдений и их обработка

В настоящей работе использовались данные наблюдений следующих источников: G121.30+0.66, G111.54+0.78, G173.48+2.45 и DR21(OH). Они были отобраны по признакам, свидетельствующим о наличии процессов образования массивных звезд, таких как области ионизованного водорода (HII), инфракрасное излучение, излучение космических мазеров H_2O.

Обработка данных проводилась при помощи пакета GILDAS [1]. При построении карт распределения интенсивности в разных линиях, выполнялась деконволюция методом максимума энтропии [2]. Кинетическая температура определялась по переходам J=5-4 и J=9-8 CH_3CCH методом вращательных диаграмм [3]. Для G173.48+2.45 бралась оценка кинетической температуры по аммиаку из работы [4]. Частоты переходов, дипольные моменты, вращательные постоянные брались из каталога CDMS [5]. Лучевая концентрация молекул оценивалась в предположении ЛТР и малой оптической толщины по формуле [6]:

$$N_{tot} = \frac{3h}{8\pi^3 J\mu^2}\left(\frac{kT_{ex}}{hB}+\frac{1}{3}\right)\frac{exp\left(\frac{E_u}{kT_{ex}}\right)}{exp\left(\frac{h\nu}{kT_{ex}}\right)-1}\frac{\int T_R\, d\upsilon}{J_\nu(T_{ex})-J_\nu(T_{bg})},$$

где J – квантовое число углового момента для верхнего уровня, μ – дипольный момент, B – вращательная постоянная, E_u – энергия верхнего уровня, ν – частота перехода, $J_\nu(T)$ – яркостная температура в приближении Рэлея-Джинса, T_{bg} – температура реликтового фона, $\int T_R\, d\upsilon$ есть интегральная интенсивность линии, υ – лучевая скорость, температура возбуждения T_{ex} принималась равной кинетической T_{kin}, а яркостная температура T_R считалась равной температуре в главном лепестке T_{mb}.

Результаты

На рис. 1 изображены полученные в результате деконволюции карты распределения интенсивности молекул DCN, DCO^+, DNC для DR21(OH). Звездочкой показано положение ИК источника. Контурами показано распределение лучевой концентрации H_2, полученной по данным наблюдений пыли на телескопе Herschel [7].

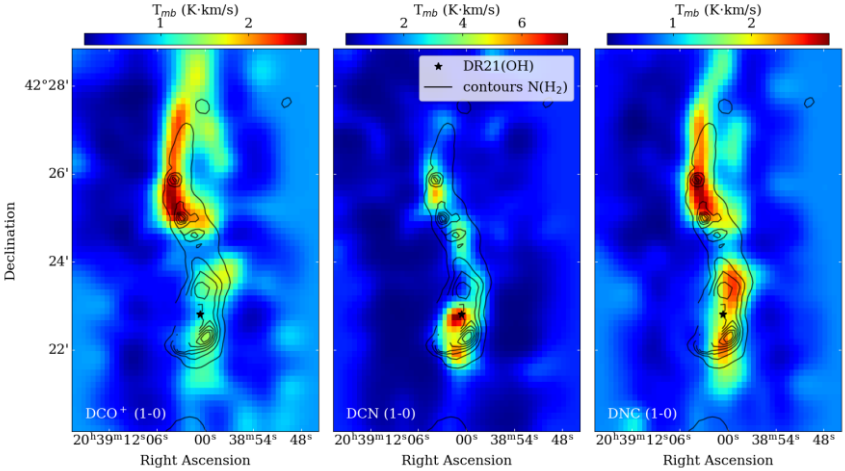


Рис. 1

На рис. 2 показаны зависимости различных отношений количеств молекул на луче зрения от кинетической температуры.

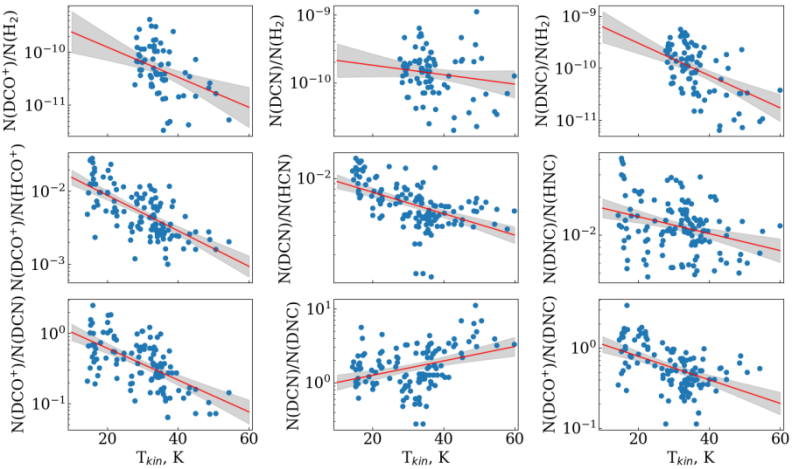


Рис. 2

Для оценки количества молекул HCO^+, HCN, HNC использовались переходы J=1-0 $H^{13}CO^+$, $H^{13}CN$, $HN^{13}C$, принимая отношение изотопов таким, как в Солнечной системе $^{12}C/^{13}C=89$ [8]. Для DCN, DCO^+, DNC были использованы переходы J=1-0.

Выводы

1) Пространственные распределения разных дейтерированных молекул существенно различны. Пики излучения DCN наблюдаются в направлении на ИК источники, в то время как интенсивность излучения DCO^+ и DNC лучше коррелирует с распределением лучевой концентрации водорода.
2) Содержание DCN, DNC и DCO^+ по отношению к основным изотопологам составляет $\sim 10^{-2}$ при температурах 10–20 К и падает с ростом температуры. Однако отношения N(DNC)/N(HNC) и $N(DCO^+)/N(HCO^+)$ уменьшаются быстрее, чем отношение N(DCN)/N(HCN). В результате с ростом температуры содержание DNC и DCO^+ по отношению к DCN уменьшается.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 17-12-1256).

[1] https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS.
[2] Лапинов А.В. Детальные исследования областей звездообразования на основе прецизионной молекулярной спектроскопии: диссертация на соискание ученой степени д. ф.-м. н.: 01.03.02 – Нижний Новгород, 2009. 166 с.
[3] Malafeev S.Y., Zinchenko I.I., Pirogov L.E., Johansson L.E.B. // AstL. 2005.Vol. 31. P. 239.
[4] Ryabukhina O.L., Kirsanova M.S. // ARep. 2020. Vol. 64. P. 394.
[5] https://cdms.astro.uni-koeln.de
[6] Mangum J.G., Shirley Y.L. // PASP. 2015. Vol. 127. P. 266.
[7] Marsh K.A., Whitworth, A.P., Lomax O. // MNRAS. 2015. Vol. 454. P. 4282.
[8] Lodders K. // ApJ. 2003. Vol. 591. P. 1220.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ДИАГОНАЛЬНОГО РУПОРА СПЕКТРОМЕТРА В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Р.А. Алексеев[1)], И.В. Лапкин[1)]

[1)] *Институт прикладной физики РАН*

Разработан и изготовлен диагональный рупор [1] для системы облучения субдоплеровского спектрометра на базе газовой ячейки большого диаметра (400 мм).

Оптическая схема спектрометра была разработана с использованием матричного аппарата Гауссовой оптики и принципа частотно-независимого облучения, широко применяемого в современных радиоастрономических приёмниках. Облучающий рупор является одним из ключевых элементов квазиоптической системы, определяющим качество формируемого зондирующего пучка радиоизлучения в рабочей полосе частот. Качество пучка характеризуется его гауссовостью – коэффициентом его согласования с фундаментальной гауссовой модой, уровнем боковых лепестков и кросс-поляризационной составляющей. Характеристики диагонального рупора были рассчитаны в приближении одномодового возбуждения его апертуры, исходя из условия оптимального согласования с гауссовым пучком с требуемыми для системы облучения параметрами. С помощью специализированного программного обеспечения, реализующего метод конечных элементов, было проведено 3D электромагнитное моделирование рупора и дополнительная оптимизация его конструкции.

Верификация параметров рупора была проведена на научно-исследовательской базе отдела разработки антенно-фидерных систем в БЭК [2] в дальней зоне методом двух антенн с применением автоматизированного измерительного комплекса, внесен-

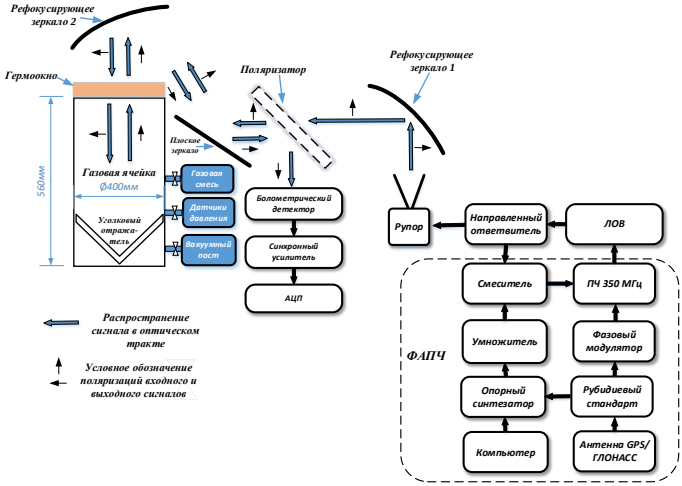


Рис.

ного в Государственный реестр средств измерений РФ.

Введение

Данная работа была проведена в рамках разработки прецизионого субдоплеровского спектрометра миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн на основе эффекта провала Лэмба на базе газовой ячейки большого диаметра (400 мм). Метод нелинейной спектроскопии, основанный на эффекте провала Лэмба, обладает рядом достоинств и позволяет при комнатной температуре получить узкий нелинейный резонанс внутри доплеровского контура спектральной линии и измерить частоту линии с высокой точностью.

Ранее в ИПФ РАН был разработан спектрометр с диаметром ячейки 100 мм с высокой точностью измерений абсолютных частот (до 1 кГц) [3]. Однако, при изучении спектров изотопологов молекулы цианоацетилена была обнаружена зависимость измеряемой частоты от давления для перехода J=56–55 в молекуле $H^{13}CCCN$ и для перехода J=54–53 в молекуле $HCC^{13}CN$ [4]. Причинами таких результатов может быть влияние поля излучения на энергетические уровни в данных изотопологах (динамический эффект Штарка). Данный эффект определяется плотностью электромагнитного излучения, взаимодействующего с исследуемым соединением в газовой ячейке. Увеличение диаметра ячейки спектрометра до 400мм (в 4 раза) позволяет в 4 раза снизить плотность потока мощности радиоизлучения при сохранении исходного соотношения сигнал/шум.

Использование ячейки с такой апертурой привело к необходимости использования нового подхода для реализации оптической системы спектрометра, основанного на принципе частотно-независимого облучения ячейки. Для формирования равномерного и частотно-независимого пучка необходим рупор, обладающий хорошей гауссовостью, низким уровнем кросс-поляризационной составляющей (менее -20 дБ) и широкополосностью с относительной полосой более 50%. Данным требованиям наиболее полно удовлетворяет гофрированный рупор. В то же время это, пожалуй, одна из самых технологически сложных конструкций рупора, требующая значительного времени для оптимизационной процедуры проектирования и изготовления. По-

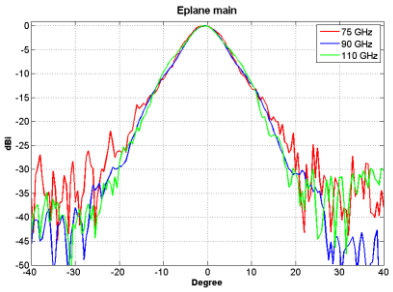


Рис. 2

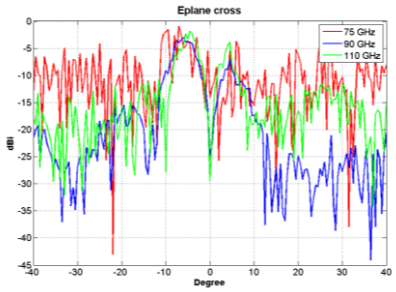


Рис. 3

этому, исходя из имеющихся технологических возможностей и временных ограниче-

ний, в качестве облучателя для газовой ячейки с большой апертурой на данном этапе была выбрана конструкция диагонального рупора.

Относительно высокий уровень кросс-поляризационной составляющей (в районе 10% [5]) планируется подавить с помощью сеточного поляризатора в квазиоптическом тракте (рис. 1). Гауссовость пучка диагонального рупора составляет~84% [3], что провоцирует более высокий уровень боковых лепестков, для нейтрализации влияния которых на стабильность работы спектрометра планируется активно использовать поглощающие покрытия по периметру оптического тракта.

Результаты

На рис. 2 приведён результаты измерений диаграммы направленности рупора на частотах 75, 90 и 110 ГГц. Ширина ДН и коэффициент усиления отличается в диапазоне 75-110 ГГц менее чем на 2%. Полный электромагнитный анализ геометрии рупора был проведен с помощью специализированных пакетов программ. На рис. 3 представлены исследования кросс-поляризационной компоненты. Амплитуда кросс-поляризационной компоненты составляет порядка 10% от главной компоненты поля. Диагональный рупор был изготовлен по технологии «сплит-блок» из двух зеркальных половин. При изготовлении рупора, зеркала и направленного ответвителя, о котором будет рассказано далее, использовался CNC станок Roeders TEC RXP 500 DS; входя-

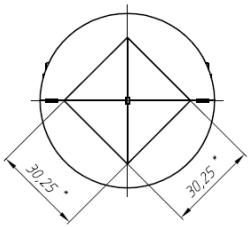


Рис. 4

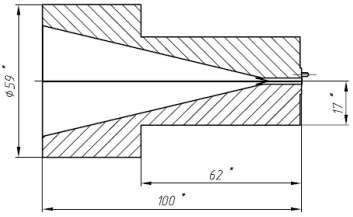


Рис. 5

щий в станочный парк технологического отдела 195 ИПФ РАН. Точность изготовления, измеренная с помощью координатно-измерительной машины CWB-450DV "Chien Wei", составила ±3 мкм. Внешний вид и чертёж представлены на рис. 4 и рис. 5.

На рис. 6 приведены результаты измерений характеристик рупора в дальней зоне в безэховой камере "НИИИС им. Ю.Е. Седакова" на частоте 90 ГГц [1]. Величина максимума ДН составила 25 дБ, уровень боковых лепестков – 30 дБ. Ширина ДН по уровню 3 дБ – 9 градусов, что соответствует техническому заданию для квазиоптического тракта спектрометра.

Заключение

Диагональный рупор, несмотря на свои недостатки в виде значительного уровня кросс поляризационной составляющей и боковых лепестков, можно использовать в квазиоптических системах, где не требуется достижения рекордных уровней чувствительности. Использование поляризационных сеток для терминирования кросс-

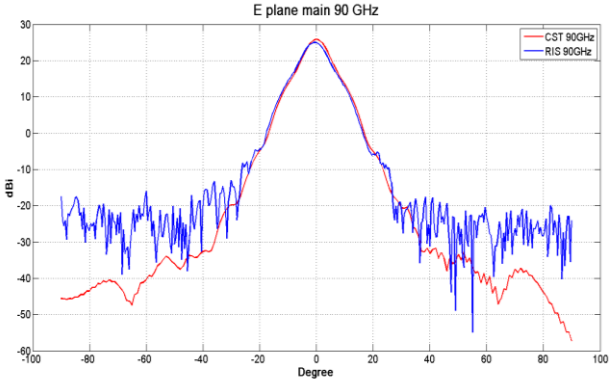


Рис. 6

поляризационной составляющей и радиопоглощающих материалов по периметру оптической системы позволяет обеспечить необходимый уровень чувствительности и стабильности прецизионного спектрографа.

Благодарность за помощь при проведении измерений характеристик рупорной антенны Варенцову Евгению Леонтьевичу, Дудкину Михаилу Игоревичу, Илларионову Ивану Александровичу, а также Белову Юрию Ивановичу.

Проектирование диагонального рупора и экспериментальные исследования характеристик диагонального рупора поддержаны грантом РНФ (проект №17-12-01256).

[1] Love A.W. // Microwave J. Mar. 1962. Vol. V. P. 117.
[2] Серкин А.Г., Черникова С.О., Кашин А.В. // Сб. тезисов международной специализированной выставки-конференции «Новые технологии в радиоэлектронике и системах управления» – Н. Новгород, 4-5 апреля 2002 г, с. 1.
[3] Белов С.П., Леонов И.И., Андрианов А.Ф., Зинченко И.И. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2013. Т. LVI, №№ 8–9. С. 666.
[4] Алексеев Р.А., Голубятников Г.Ю. и др. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике13-21 мая 2019 г. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019, с. 112.
[5] Withington S., Murphy A.J. // IEEE TRANSACTIONS ON ANTENNAS AND PROPAGATION. 1992. Vol. 40, № 2. P. 198.

АЛГОРИТМ ОЦЕНКИ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ РЕФЛЕКТОРНОЙ АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ О СМЕЩЕНИИ И ПОВОРОТЕ РЕФЛЕКТОРА

О.А. Морозов, В.Р. Фидельман, Ю.Е. Чуманкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В спутниковых системах связи максимально точное знание диаграммы направленности (ДН) антенны оказывается критически важным. Для достижения необходимого качества работы спутниковых систем на космических аппаратах используются крупногабаритные параболические офсетные антенны. В процессе эксплуатации подобных антенн рефлектор деформируется, что приводит к изменению диаграммы направленности. Поэтому при использовании крупногабаритных рефлекторных антенн необходимо учитывать изменение геометрии конструкции антенны.

В работе [1] предлагается возникающие в процессе эксплуатации тепловые деформации рефлектора описывать шестью параметрами. Для этого подбирается смещённая и повёрнутая вырезка из идеального расчётного параболоида. Параметры смещения (вдоль трёх осей) и поворота (вокруг трёх осей) идеальной расчётной вырезки подбираются таким образом, чтобы смещённая и повёрнутая вырезка обладала наименьшими отклонениями от реальной деформированной поверхности рефлектора. Для выполнения расчётов реальная деформированная поверхность рефлектора заменяется на подобранную модельную вырезку. Таким образом, задача определения диаграммы направленности (ДН) деформированной антенны сводится к задаче определения ДН антенны со смещённым и повёрнутым рефлектором.

В существующих работах [1, 2] для описания рассмотренных геометрических параметров используются углы Эйлера-Крылова (ψ, φ, θ) ориентации рефлектора [2], а также смещения (x, y, z) рефлектора антенны вдоль соответствующих осей в некоторой фиксированной системе координат. Работы [1, 2] предлагают компенсировать изменение положения рефлектора механическим воздействием на него, а именно смещением и поворотом, для приведения его положения к исходному. С другой стороны, можно не изменять положение рефлектора механически, а учесть изменение геометрических параметров положения рефлектора в модели диаграммы направленности, используемой для вычислений. Для многих прикладных задач, например, пеленгации, наиболее важным из всех параметров ДН оказывается направление на главный максимум ДН.

Целью данной работы является применение полиномиальной модели расчёта поправок к направлению на главный максимум ДН антенны в зависимости от изменения геометрических параметров положения рефлектора, оценка необходимого порядка этой модели, оценка погрешности, возникающей при её использовании, а также проверка устойчивости модели к погрешностям входных данных в случае крупногабаритной офсетной параболической антенны.

Описание ДН и положения источника излучения ведется в системе координат азимутальный угол az – угол места el. ДН дискретизуется на сетке в указанной системе координат. Предполагается, что:

$$A = A_0 d(az_0, el_0), \quad (1)$$

где A – зарегистрированная амплитуда излучения, A_0 – амплитуда излучения источника, d – ДН антенны, (az_0, el_0)– направление на источник излучения.

Если рассмотреть разложение в полиномиальный ряд поправок к направлению на главный максимум диаграммы направленности в зависимости от геометрических параметров положения рефлектора и ограничиться слагаемыми второго порядка, можно получить следующую аппроксимирующую функцию:

$$\begin{matrix} \Delta az \approx \ \vec{t}_+^T \hat{B}_+^{az} \vec{t}_+ \\ \Delta el \approx \ \vec{t}_+^T \hat{B}_+^{el} \vec{t}_+ \end{matrix}, \tag{2}$$

где введены обозначения: Δaz, Δel – корректировки направления на главный максимум ДН по азимуту и углу места соответственно, $\vec{t}_+$ – вектор геометрических параметров положения рефлектора, $\hat{B}_+$ – набор аппроксимирующих коэффициентов.

$$\vec{t}_+ = \begin{pmatrix} \psi \\ \varphi \\ \theta \\ x \\ y \\ z \\ 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{B}_+ = \begin{pmatrix} b_{\psi\psi} & b_{\psi\varphi} & b_{\psi\theta} & b_{\psi x} & b_{\psi y} & b_{\psi z} & a_\psi \\ 0 & b_{\varphi\varphi} & b_{\varphi\theta} & b_{\varphi x} & b_{\varphi y} & b_{\varphi z} & a_\varphi \\ 0 & 0 & b_{\theta\theta} & b_{\theta x} & b_{\theta y} & b_{\theta z} & a_\theta \\ 0 & 0 & 0 & b_{xx} & b_{xy} & b_{xz} & a_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 & b_{yy} & b_{yz} & a_y \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & b_{zz} & a_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & f_0 \end{pmatrix} \tag{3}$$

Для вычисления поправок к направлению главного максимума потребуется две матрицы $\hat{B}_+^{az}$ и $\hat{B}_+^{el}$, которые отвечают за расчёт поправок к азимутальному углу и углу места соответственно. Использование этих матриц позволяет оценить положение максимума ДН непосредственно по измеренным геометрическим параметрам без расчёта самой ДН во время работы алгоритма оценки поправок.

Для подбора матриц $\hat{B}_+^{az}$ и $\hat{B}_+^{el}$ предварительно производится расчёт достаточно большого количества диаграмм направленности, соответствующих различным значениям геометрических параметров $\vec{t}_{+i}$. Вычисление ДН для антенны с деформированным рефлектором выполняется методом блестящих точек [3]. По вычисленным ДН составляются массивы значений поправок к направлению на главный максимум по азимутальному углу (Δaz_i) и углу места (Δel_i), а также соответствующих им геометрических параметров $\vec{t}_{+i}$. С использованием выражения (2) и массивов ($\vec{t}_{+i}$, Δaz_i, Δel_i) составляются системы линейных уравнений относительно набора аппроксимирующих коэффициентов, которые решаются с использованием сингулярного разложения [4].

В расчётах использовалась модель офсетной параболической антенны с диаметром раскрыва рефлектора 10 м, фокальным расстоянием 7 м и офсетным углом 35.54 градуса, частота настройки облучателя 500 МГц. Для настройки и тестирования модели был сгенерирован набор данных, состоящий из 10000 пар значений геометрических параметров положения рефлектора и направлений на главный максимум. Использованные значения геометрических параметров равномерно распределены в диапазонах: ψ, φ, $\theta \in$ [-1, 1] градус; x, y, $z \in$ [-0.03, 0.03] м. Набор данных был разбит на обучающую (80%) и тестовую (20%) части. С использованием описанной методики и обучающей части набора данных были вычислены $\hat{B}_+^{az}$ и $\hat{B}_+^{el}$. При вычислении псев-

дообратной матрицы сингулярные числа по модулю меньшие 0.01 от максимального сингулярного числа обнулялись. На тестовой части набора данных было определено стандартное и максимальное отклонение вычисленных по предложенной методике поправок от их истинных значений.

Без применения предложенной методики (в предположении того, что максимум ДН не смещается) при относительной погрешности измерения геометрических параметров положения рефлектора (ψ, φ, θ, x, y, z) 10% стандартное и максимальное отклонения расчетного направления на главный максимум диаграммы направленности от его исходного положения составляют 0.5 и 1.0 градуса соответственно. После выполнения коррекции по предложенной методике стандартное отклонение скорректированного направления на главный максимум ДН от расчётного составило 0.09 градуса по азимутальному углу и 0.10 градуса по углу места, максимальные отклонения составили 0.19 и 0.20 градуса соответственно.

Результаты численного эксперимента показали, что для аппроксимации зависимости поправок к направлению на главный максимум луча ДН во многих случаях достаточно использовать второй порядок полиномиального разложения. При использовании регуляризации вычисления псевдообратной матрицы Мура-Пенроуза решение задачи оказывается достаточно устойчивой к случайным погрешностям в обучающем наборе данных.

[1] Бикеев Е.В., Якимов Е.Н., Матыленко М.Г., Титов Г.П. // Вестник СибГАУ, 2016. Т. 17, № 3. С. 673.
[2] Дорофеев М.О. // Вестник СибГАУ. 2015. Т. 16, № 2. С. 395.
[3] Дятлов Д.В., Халимов Н.Р., Сидорчук В.П. // Журнал радиоэлектроники. 2014, № 1.
[4] Форсайт Дж., Малькольм М. Машинные методы математических вычислений – Москва: Мир, 1980, 280 с.

ПРОБЛЕМЫ КАЛИБРОВКИ КРУПНЫХ АНТЕНН РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В СВЧ ДИАПАЗОНЕ

А.В. Калинин, Н.А. Дугин, Е.Е. Калинина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Радиоастрономический метод измерения параметров антенн [1, 2] основан на использовании дискретных космических источников радиоизлучения в качестве генераторов сигнала и реализуется минимальным набором элементов: высокочувствительным приемником, эталонным генератором шума и системой регистрации.

Радиоизлучение «точечного» источника с плотностью потока S_ν вызывает отклик антенны в виде приращения антенной температуры ΔT_a при наведении антенны на этот источник относительно фонового излучения «опорной» области:

$$\Delta T_a = \frac{\lambda^2}{8\pi k} S_\nu G e^{-\gamma_и}, \qquad (1)$$

откуда соотношение для коэффициента усиления (КУ) G и эффективной площади антенны $S_{эфф}$ можно записать как:

$$G = \frac{8\pi k}{\lambda^2}\frac{\Delta T_a}{S_\nu} K_{атм}, \qquad S_{эфф}\eta = \frac{\lambda^2}{4\pi} G = \frac{2k}{S_\nu}\Delta T_a K_{атм}, \text{ где} \qquad (2)$$

S_ν – спектральная плотность потока, λ – длина волны, η – КПД антенны, k – постоянная Больцмана. Множитель $K_{атм} = exp(\gamma_и)$ (где $\gamma_и = \Gamma_0 \csc h$, Γ_0 – полное вертикальное поглощение на рабочей частоте; h – угол места источника) характеризует поглощение сигнала в атмосфере, существенное в диапазоне частот выше 3 ГГц.

Если угловые размеры источника $\Omega_{ист}$ сравнимы с шириной диаграммы направленности (ДН) антенны, соотношение (1) принимает вид:

$$\Delta T_a = \frac{1}{4\pi} G e^{-\gamma_и} \int\limits_{\Omega_и} F(\theta,\varphi) T_{ярк}(\theta,\varphi) d\Omega \text{, где} \qquad (3)$$

$F(\theta,\varphi)$ — нормированная ДН антенны по мощности, $T_{ярк}(\theta,\varphi)$ — распределение яркостной температуры по источнику.

В этом случае в формулы (2) можно ввести дополнительно поправочный коэффициент $К_{ист}$, компенсирующий ослабление принятого сигнала, обусловленное спадом ДН антенны в пределах угловых размеров источника:

$$G = \frac{8\pi k}{\lambda^2}\frac{\Delta T_a}{S_\nu} K_{атм} K_{ист}, \qquad S_{эфф}\eta = \frac{2k}{S_\nu}\Delta T_a K_{атм} K_{ист} \qquad (4)$$

Для антенн с ограниченной чувствительностью измерения могут быть выполнены лишь по наиболее интенсивным радиоисточникам-калибраторам – остаткам сверхновых (ОСН) Кассиопея А (3С461) и Телец А (3С144), радиогалактике Лебедь А (3С405) и некоторым другим, угловые размеры которых составляют единицы минут.

Для слабонаправленных антенн и некоторых распределений $Т_{ярк}$ по источнику значение коэффициента $К_{ист}$ может быть оценено по формулам из [2,3]. Выделяют два

типа распределений, предполагая, что ДН антенны до уровня 0,2–0,3 соответствует кривой Гаусса: а) $T_{ярк}$ постоянна в пределах круга с угловым радиусом $\theta_и$ (равномерное распределение, соответствует измерениям по Солнцу и Кассиопее А); б) источник ограничен эллипсом, в направлениях большой и малой полуосей распределение $T_{ярк}(\theta,\varphi)$ соответствует кривым Гаусса с шириной по уровню 0,5 от $T_{ярк}^{макс}$, соответственно, $\Delta\theta_{ист}^{0,5}$ и $\Delta\varphi_{ист}^{0,5}$ (такое распределение наблюдается у радиоисточника Телец А).

В настоящее время возникают задачи калибровки крупных антенн в верхней части СВЧ диапазона (X, Ku, Ка диапазоны). Ширина ДН этих антенн сравнима или примерно равна угловым размерам основных калибраторов. В этом случае использование формул из [2,3] приводит к заведомо недостоверным величинам поправок. Требуется вычисление поправочных коэффициентов $К_{ист}$ в соответствии с формулой (3), для чего необходимо знание реальной ДН антенны и распределения $T_{ярк}(\theta,\varphi)$ на рабочей частоте.

Измерить ДН с высокой точностью можно по сравнительно мощным сигналам геостационарных ИСЗ, но их рабочие диапазоны ограничены и могут не совпадать с рабочей частотой исследуемой антенны. По естественным «точечным» радиоисточникам, как правило, могут быть измерены лишь отдельные сечения главного лепестка ДН, иногда со значительными погрешностями.

Пространственная структура излучения (распределение $T_{ярк}(\theta,\varphi)$) трех названных радиоисточников известна по результатам измерений радиокарт на системах апертурного синтеза лишь на нескольких частотах. Поэтому проблемой может стать отсутствие радиокарт естественных калибраторов на требуемых частотах, а также их переменность во времени, так как картографирование широких (распределенных) источников проводится крайне редко.

Погрешности измерения ДН и неопределенность с распределениями $T_{ярк}(\theta,\varphi)$ на рабочих частотах приводят к ошибкам вычисления коэффициентов $К_{ист}$ и, следовательно, к ошибкам измерения КУ и эффективной площади антенны.

Еще одной причиной ошибок измерения КУ могут стать недостоверные данные о современных значениях плотностей потоков источников S_ν на рабочих частотах.

Одной из основных задач при развитии радиоастрономии было составление каталогов источников с указанием их плотностей потоков на как можно большем числе частот для исследования переменности потоков во времени и определения спектрального индекса (зависимости потока от частоты). Требовалось разработать методы абсолютных измерений интенсивности излучения и с самого начала они являлись одними из наиболее сложных в радиоастрономии. Было разработано несколько методов, каждый из которых имел свои преимущества и недостатки. В результате многолетних наблюдений разных групп исследователей получено большое число данных об интенсивности излучения основных дискретных радиоисточников, при этом данные, полученные разными методами, могут отличаться друг от друга на величины до 15% [4,5].

По результатам многочисленных наблюдений установлено, что излучение радиогалактики Лебедь А, имеющей достаточно простую двойную структуру, является наиболее стабильным во времени и для антенных измерений можно пользоваться старыми данными о величинах S_ν. ОСН Кассиопея А и Телец А имеют заметный «вековой ход» — уменьшение потока со временем (а соответственно, возможное

изменение распределения радиояркости). Одни из последних абсолютных измерений плотностей потоков наиболее мощных источников были проведены на РАО НИРФИ «Старая Пустынь» в 2003-2005 годах с применением двухтемпературных «чернотельных» эталонов [6]. Интерполяция потоков с учетом величины «векового хода» за период более 15 лет может привести к существенным погрешностям измерения КУ.

Поскольку радиоисточник Телец А имеет небольшой спектральный индекс, то на частотах более 10 ГГц он становится наиболее мощным калибратором. Однако, в спектре Тельца А неоднократно обнаруживались особенности, которые, по-видимому, могут возникать при интерпретации данных, полученных с большими погрешностями, т.е измерения излучения Тельца А наименее стабильны у разных авторов. Кроме того, при анализе результатов регулярных измерений потоков Кассиопеи А и Тельца А, полученных в период до 2005 года, обращает на себя внимание тот факт, что погрешность аппроксимации временного ряда измеренных значений определенной функцией превышает погрешность отдельного измерения; измерения, проведенные на одном стенде с интервалом в несколько месяцев, в пределах указываемых ошибок не совпадают. Отсюда делается вывод о кратковременной переменности излучения этих источников.

Рассмотрим полученные авторами результаты измерений ДН и КУ больших антенн в C, X, Ku и Ka частотных диапазонах. Измерения проводились по трем вышеназванным радиоисточникам, для измерения ДН использовались также сигналы геостационарных ИСЗ. Расчет плотностей потоков источников на рабочих частотах проводился с использованием каталогов разных авторов. Кроме этого, рассчитывались теоретические значения полуширины ДН по соотношению $\Delta\theta_{\text{ант}}^{0,5}[\text{град}] \approx 70\lambda/D$, где D – диаметр зеркала антенны.

На рис. 1 и 2 показаны экспериментальные значения ширины ДН и эффективной площади, полученные в C и X частотных диапазонах. Видно, что при достаточно широких ДН (до 6 угл. минут) экспериментальные данные хорошо аппроксимируются расчетной зависимостью, а величина эффективной площади практически одинакова для измерений по трем источникам, что подтверждает корректность расчета потоков.

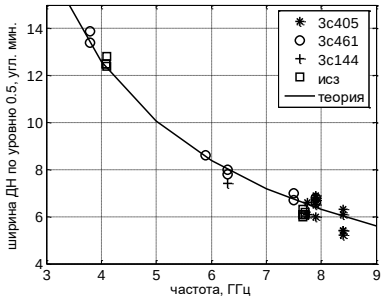


Рис. 1

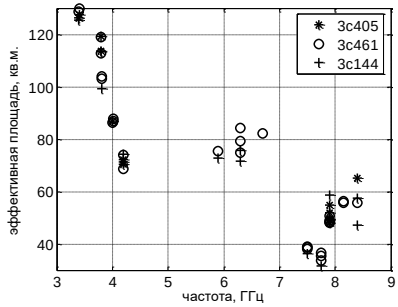


Рис. 2

На рис. 3 и 4 показаны экспериментальные значения ширины ДН и эффективной площади в Ku и Ka диапазонах. В этих диапазонах ширина ДН антенны не превышала

5 угл. минут. Наблюдаемое на частотах выше 15 ГГц несоответствие ширины ДН теории обусловлено, по-видимому, неровностями поверхности зеркала антенны.

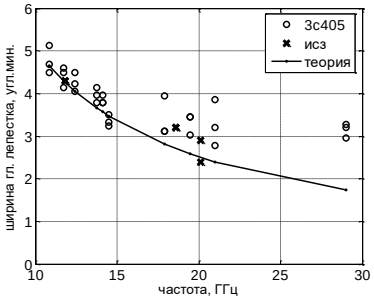


Рис. 3

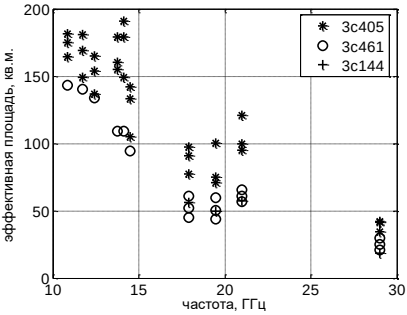


Рис. 4

Значения эффективной площади, полученные по источнику 3С405, значительно отличаются от значений, полученных по 3С461 и 3С144. По-видимому, это связано с погрешностями модельных расчетов коэффициентов $K_{ист}$ для двух последних источников, имеющих угловые размеры порядка 4 минут. Вместе с тем соответствие результатов измерения $S_{эфф}$ по 3С461 и 3С144 дает основание утверждать о корректности использованных значений потоков этих источников.

Выводы. Проведенные измерения подтвердили достаточную точность использованной методики определения современных значений потоков трех наиболее мощных радиоисточников на частотах СВЧ диапазона. При ширине ДН антенн более 5…6 угловых минут для измерения КУ могут использоваться все три названных источника. Для более узких ДН антенн при измерениях по 3С144 и 3С461 возникают значительные ошибки определения коэффициента коррекции $K_{ист}$. В этих случаях основным радиоисточником для измерения КУ и $S_{эфф}$ антенны становится 3С405.

[1] Троицкий В.С. // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1, № 5. С. 601.
[2] Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия. – М.: Сов. радио, 1976, 352 с.
[3] Baars J.W.M. // Feasibility of in-orbit testing of inflatable antennas with celestial sources. ESA STM-243, Max Plank Inst. For Radioastronomy. – Bonn, 1990. 66 p.
[4] Станкевич К.С., Иванов В.П., Столяров С.П. // Письма в Астрономический журнал. 1999. Т. 25, № 8. С. 581.
[5] Baars J.W.M. // Radio science bulletin. N. 348. March 2014. P. 46.
[6] Дугин Н. А. // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. – Нижний Новгород. 2007. 206 с.

ОБНАРУЖЕНИЕ ФЛУКТУИРУЮЩЕЙ КОМПОНЕНТЫ ЭФФЕКТИВНОГО ИСТОЧНИКА РАДИОФОНА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА ВРАЩАЮЩЕМСЯ КА В ДИАПАЗОНЕ 5…8 МГЦ

Ю.В. Токарев

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Область частот ниже 10 МГц остаётся последним мало освоенным в радиоастрономии диапазоном. Наземные наблюдения возможны здесь лишь на частотах выше критических частот ионосферы, редко опускающихся до 3…5 МГц, а принятое излучение отягощено рефракцией и рассеянием радиоволн в околоземной плазме. Использование космических аппаратов позволило понизить рабочий диапазон вплоть до плазменных частот межпланетного пространства. Уже в самом начале космической эры Г. Г. Гетманцев предсказал, что при наблюдениях на вращающихся КА уровень радиофона должен быть промодулирован с глубиной до 30 % [1]. Этот эффект, обусловленный анизотропией нетеплового радиоизлучения Галактики, действительно наблюдался на КА IMP-6 [2] и в последующем на КА WIND [3].

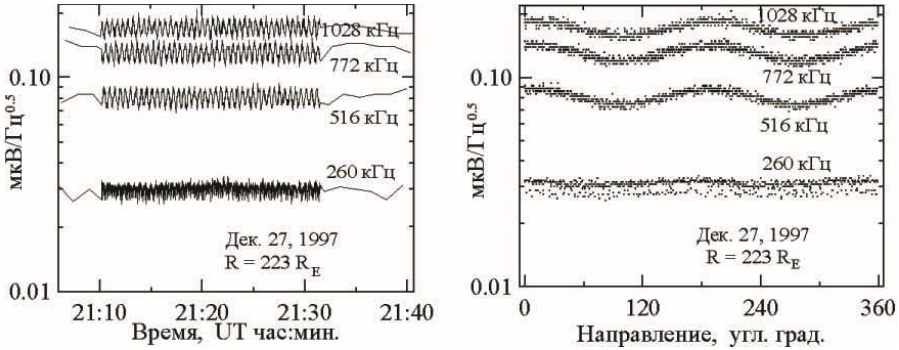


Рис. 1

В 1995…2006 гг. в рамках международной кооперации был выполнен цикл работ по приёму сигналов стенда СУРА на КА ESA/NASA WIND. Целью экспериментов было изучение особенностей прохождения декаметровых радиоволн через неоднородную плазменную оболочку Земли. Космический радиофон регистрировался лишь перед началом и/или после окончания сеанса радиопередачи. Тем не менее, был накоплен довольно объёмный материал и в плане изучения радиофона. Особую ценность представляют сеансы, когда из-за внезапного повышения критических частот сигналы стенда экранировались ионосферой, и приёмник КА RAD2 регистрировал космическое излучение. При анализе наблюдаемой синусоидальной модуляции радиофона несколько условно говорят об эффективном радиоисточнике. В настоящей статье сообщается об обнаружения нового явления – наличия в потоке эффективного источника флуктуационной компоненты, несвойственной распределённому космическому радиофону. Приводятся аргументы в пользу её мерцательной природы

и обсуждаются возможные кандидаты на роль гипотетического дискретного радиоисточника.

При ревизии накопленного материала были отобраны два 2- часовых сеанса 16 и 17 ноября 2000 г. В каждом из этих сеансов приёмник RAD2 работал на фиксированной частоте с максимальной скоростью съёма данных 63 мсек (16 сек в штатном режиме), сначала на частоте 4975 кГц, а затем после 1,5 часового перерыва на частоте 8075 кГц. КА WIND находился на удалении около 1 млн км от Земли в утреннем секторе, и земные помехи были хорошо ослаблены. Оба сеанса отличались хорошей помеховой обстановкой также и в плане солнечных вспышек. Слабые непродолжительные вспышки 3-го типа, попадавшие в сеанс, использовались для калибровки направления прихода.

В качестве базовой величины рассматривалась нормированная мощность Py/Pyb, где Py и Pyb – мгновенная и средняя мощности радиофона с выхода вращающейся 11-метровой Y-антенны приёмника RAD2. Первичная обработка данных заключалась в разложении Py/Pyb в ряд Фурье на базе стандартной методики FFT. Период вращения в рассматриваемых сеансах составлял 3.0775 сек. Для оценки безразмерного потока эффективного источника радиофона Ss использовалась компонента Фурье- спектра Gf(2h)*df на 2ой гармонике частоты вращения КА, где df – шаг по частоте.

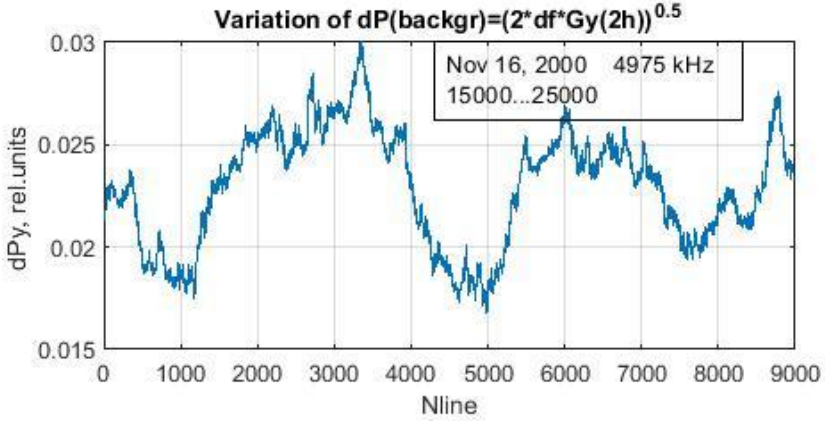


Рис. 2.1

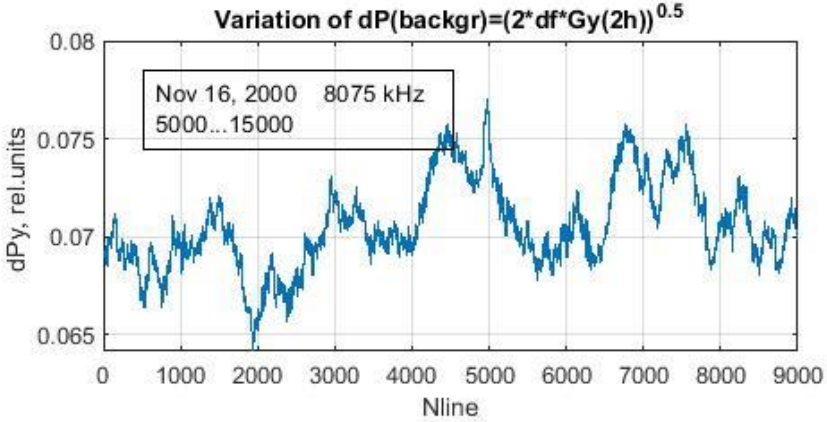


Рис. 2.2

На рис. 2.1, 2.2 приведены 10-мин фрагменты зависимости Ss от времени на частотах 4975 и 8075 кГц в сеансе 16.11.2000. Выбраны интервалы, где наблюдаемые значения Ру наименее возмущены. Видно, что на обеих частотах величины Ss не являются постоянными, как можно было бы ожидать от нетеплового космического радиофона, и характеризуются заметными флуктуациями.

Полученные величины Ss представляет собой ансамбль мгновенных значений потока эффективного источника, снятый с тем же временем съёма 63 мсек. На рис. 3 приведены спектры мерцаний флуктуирующей компоненты эффективного источника радиофона в интервале частот флуктуации от 0.0078125 Гц до частоты Найквиста 8 Гц для упомянутых выше 10-мин фрагментов сеанса 16.11.2000.

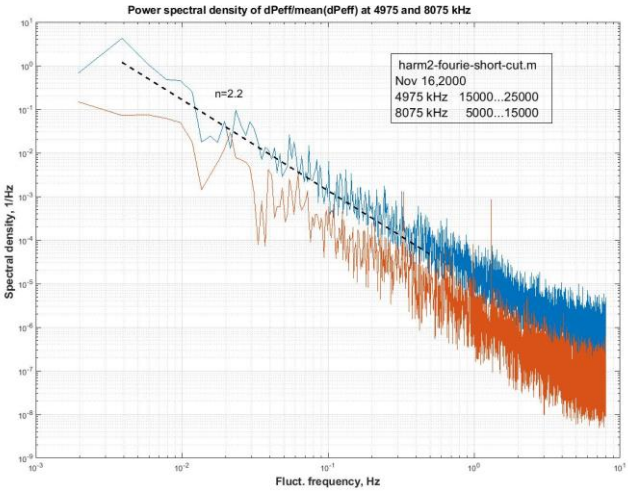


Рис. 3

Спектры мерцаний Gs строились для нормированной величины Ss/<Ss>. При этом согласно соотношению Винера-Хинчина интеграл под спектром Gs равен индексу мерцаний M этой величины. Проверка показала, что это соотношение выполняется на обеих рабочих частотах 4975 и 8075 кГц, причём M(4975 кГц) =0.04, M(8075 кГц) =0.0081.

Необходимо отметить следующие особенности:

- спектры мерцаний Ss степенные с наклоном 2.2;
- спектр мерцаний Ss на частоте 4975 идёт выше, чем на 8975 кГц соответственно индекс мерцаний на боле низкой частоте больше.

Такое поведение флуктуаций рассматриваемой величины Ss характерно для наблюдаемого электромагнитного излучения, рассеянного на электронных неоднородностях среды распространения. Можно с определённой долей уверенности говорить о мерцаниях источника радиоволн, ответственного за флуктуирующую компоненту эффективного источника радиофона. Из теории мерцаний следует, что наклон спектра рассеивающих неоднородностей Г среды распространения на единицу больше наклона спектра мерцаний n; т.е. Г=3.2, что близко к наклону Колмогоровского спектра.

Заметим, что в измерениях на КА WIND поток радиоданных сопровождается данными об ориентации Y-антенны в плоскости эклиптики. При этом азимут прихода радиоволн для эффективного источника радиофона Аи уверенно определяется с помощью методики наложения эпох [3]. Используя также солнечные вспышки типа III, находим, что Аи на 30^{o} больше азимута Солнца Ас=0^{o}. Для прямого восхождения Солнца в этих сеансах 15h20m прямое восхождение источника с учётом 180^{o}-неопределённости равно 17h20m либо 05h20m. Первое направление близко к направ-

лению на галактический центр, либо на центр Северного полярного выступа, а 2-ое – к направлению на Крабовидную туманность. К сожалению, азимут прихода радиоволн для флуктуирующей компоненты эффективного источника радиофона определить не удаётся, поскольку она составляет только малую часть от полного потока этого источника.

Таким образом, вопрос об отождествлении флуктуирующей компоненты эффективного источника радиофона в диапазоне 5…9 МГц остаётся открытым.

[1] Гетманцев Г.Г. // Космические исследования. 1965. Т. 3. В 3. С. 495.
[2] Brown L.W. Astrohys. J. 1973. V. 180. P. 359.
[3] Токарев Ю.В. , Кайзер М.Л., Бойко Г.Н., Густов П.В. // Письма в АЖ. 2000. Т. 26, № 9. С. 643.

МОДЕРНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ РАДАРОМ СУРА

Ю.И. Белов[1)], Е.Н. Сергеев[2)], А.Г. Серкин[1)], С.О. Черникова[1)], А.В. Рябов[3)]

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

Воздействие мощного КВ радиоизлучения на ионосферную плазму с помощью нагревного стенда «СУРА» приводит к образованию различных искусственных низкочастотных возмущений плотности и температуры плазмы и различных мод высокочастотных плазменных волн. Для исследования динамических и спектральных свойств плазменных возмущений существует метод их диагностики с помощью коротких импульсов мощного воздействия, когда передатчики стендов переходят от достаточно длительного нагрева плазмы в режим КВ-радара [1]. При этом временные характеристики излучения определяются характерными временами развития и релаксации плазменных возмущений. Как правило, для диагностики излучаются короткие импульсы длительностью 20 мкс – 20 мс с периодом 20 мс – 2 с и средней непрерывной мощностью излучения ≤0.5 – 1 МВт ниже порогов генерации и поддержания искусственной плазменной турбулентности различного типа. Такие импульсы могут излучаться во время короткой паузы ~20 – 40 мс при использовании квазинепрерывного режима нагрева импульсами длительностью 70 – 950 мс с периодом 100 мс – 1 с для исследования процессов генерации плазменных возмущений, а также после нагрева для исследования процессов их релаксации. Использование одного из передатчиков стенда «СУРА» в режиме КВ-радара на сдвинутой частоте относительно частоты волны накачки позволяет исследовать низкочастотные плазменные возмущения на различных высотах возмущенной нагревом области ионосферы, как правило, сильно вытянутой вдоль геомагнитного поля. Использование для диагностики коротких импульсов мощного радиоизлучения, имеющих широкий спектр (до 300 кГц), позволяет одновременно комплексно решать несколько задач исследования искусственной плазменной турбулентности с помощью измерения амплитудно-фазовых характеристик пробных волн и искусственного радио и оптического излучения ионосферы [1, 2].

С целью разработки и технической реализации сложных временных алгоритмов излучения стенда «СУРА» для излучения диагностических волн с управляемой скважностью импульсов, была разработана модернизированная система управления радаром, структурно состоящая из хост-компьютера, блока таймеров, периферийного контроллера управления формированием кодовых посылок и аппаратного блока формирования кодовых посылок. Структура такой системы приведена на рисунке. Конечной целью разработки является возможность адаптивного управления режимами излучения стенда по данным ионосферного мониторинга искусственной турбулентности в реальном времени.

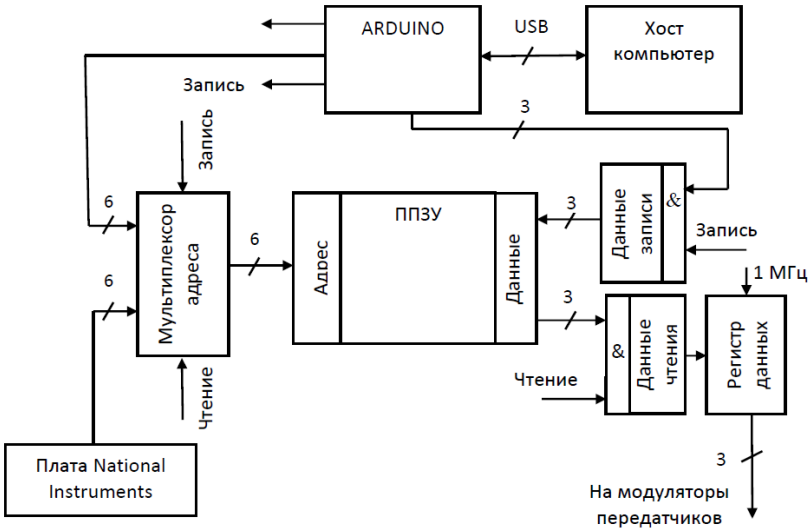


Рис.

Источником исходных временных последовательностей является блок таймеров NI PCI-6602 от National Instruments с 6-ю выходными каналами, который управляется с хост-компьютера. Программа управления написана в среде графического программирования LabView. Использование блока таймеров позволяет существенно расширить возможности по амплитудной манипуляции сигналами передатчиков стенда «СУРА», а именно:

- увеличить количество временных таймеров с трех до шести;
- увеличить временное разрешение длительности и периодов следования импульсов с 10 мкс до 1 мкс;
- обеспечить единую синхронизацию всего передающего оборудования от единого стандарта частоты 10 МГц. При использовании в качестве стандарта 10 МГц сигналов GPS и сети приемников этих сигналов такая синхронизация осуществляется для всего оборудования приемо-передающего комплекса стенда, включая передатчики пробных волн и приемники регистрационных пунктов, в том числе и значительно удаленные от стенда;
- обеспечить возможность удаленного управления сложными временными режимами излучения передатчиков стенда по сети Интернет с точной привязкой по времени;
- реализовать возможность быстрого (в течение секунд), изменения параметров излучаемых импульсных последовательностей, в том числе адаптивного (привязанного к процессу мониторинга ионосферных параметров в реальном времени).

Основные задачи хост-компьютера в системе:

- обеспечение возможности оператора задавать формулы логической обработки сигналов источника временных последовательностей с учетом количества задаваемых входных последовательностей и количества передатчиков, участвующих в эксперименте;
- формирование таблицы истинности для заданных формул логической обработки;
- отправление команд оператора в микроконтроллер (МК);
- передача в МК данных таблицы истинности;
- контроль действий оператора;
- опознавание наличия и соответствия МК.

Функции микроконтроллера:
- принимать от хост-компьютера команды и данные;
- управлять состоянием аппаратной части системы управления;
- программировать постоянное запоминающее устройство (ППЗУ) аппаратной части по команде от хост-компьютера.

Функции аппаратной части:
- хранить таблицу истинности для заданных формул логической обработки;
- формировать сигналы синхронизации для работы аппаратной части, используя опорную частоту 1 МГц;
- формировать сигналы модуляции передатчиков стенда «СУРА» синхронно с опорным тактовым сигналом стенда.

Кроме аппаратной части системы управления разработана программа для хост-компьютера, которая выполняет все функции, возложенные на него, и программа для блока МК Arduino Uno [3], которая обеспечивает требования, предъявляемые к этому блоку.

Разработанная и реализованная система имеет следующие преимущества перед ранее существовавшей на радаре «СУРА» системой аппаратного кодирования:
- автоматизирован процесс задания кодирующих посылок;
- сохраняется неизменная задержка выходных сигналов системы относительно опорной частоты независимо от заданной формулы кодирования, т.к. не изменяется длина сигнальных путей;
- возможности кодирования не ограничены применяемой на сегодняшний день методикой экспериментов;
- появилась возможность переключать форму кодовых посылок «на ходу», т.к. даже минимальная конфигурация современных микросхем памяти превышает заданные параметры быстродействия системы;
- система управления позволяет расширить число используемых временных последовательностей, т.к. минимальное адресное пространство современных микросхем ППЗУ равно 1 байту;
- реализована возможность продолжения работы системы в заданном ранее режиме, даже после выключения аппаратуры и ее последующего включения, т.к. таблица истинности сохранится в ППЗУ;

- используется современная элементная база электроники системы и средства автоматизации эксперимента.

Структура разработанной системы управления режимами излучения радара позволяет использовать ее для широкого круга задач при необходимости жесткой синхронизации работы системы без применения высокоскоростных микропроцессоров.

Система управления компактна, имеет малое энергопотребление и не требует для своего обслуживания высокой квалификации персонала.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00343, 20-32-70198 и гранта РНФ 20-12-00197.

[1] Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Комраков Г.П., Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н., Терещенко Е.Д., Толмачева А.В., Урядов В.П., Худукон Б.З. // УФН. 2007. Т.1 77, № 3. С. 330.

[2] Грач С.М., Сергеев Е.Н., Мишин Е.В., Шиндин А.В. // УФН. 2016. Т. 186, № 11. С. 1189.

[3] Джереми Б. Изучаем Ардуино (инструменты и методы технического волшебства). – Петербург: БХВ. 2018, с. 316.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА СЛОЙ СО СЛУЧАЙНЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

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

[1] НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] НГТУ им. Р.Е. Алексеева,
[3]ННГАСУ

Исследуется средняя интенсивность поля плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $E(x) = \boldsymbol{n}\exp[-ik(x\cos\varphi + y\sin\varphi)]$ при наклонном падении (под углом ϕ) на слой со случайными одномерно-неоднородными флуктуациями диэлектрической проницаемости прямоугольной формы. Единичный вектор $\boldsymbol{n}$ направлен перпендикулярно к плоскости падения, совпадающей с плоскостью переменных (x, y) (рис. 1).

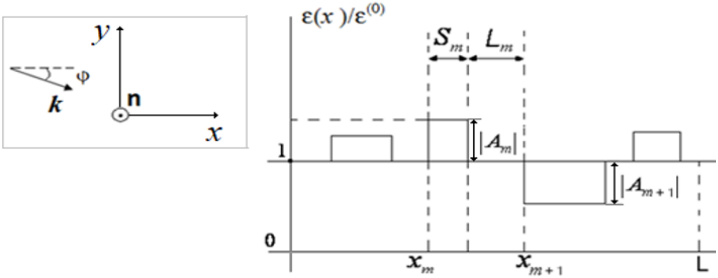


Рис. 1

Слой расположен в области $0 \le x \le L$; относительная диэлектрическая проницаемость слоя задана в виде

$$\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}\{1 + \sum_{m=1}^{N} A_m[H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)]\}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon^{(0)}$ – относительная диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды, N – количество неоднородностей, x_m – координата начала m-й неоднородности, обладающей шириной S_m и амплитудой $|A_m|$, расстояние между неоднородностями $L_m = x_{m+1} - x_m - S_m$; $H(x)$ – единичная функция Хевисайда. Зависимость поля от времени выбрана в виде $\exp(i\omega t)$. Параметры отдельных неоднородностей x_m, S_m и A_m считаем независимыми случайными величинами (СВ), которым соответствуют распределения Гаусса со средними значениями $< x_m >= < x_1 > +(m-1)\Lambda$ (где $\Lambda =< x_{m+1} - x_m >$), $< S_m > = S$, $< A_m > = A$ и стандартами отклонений σ_x, σ_S и σ_A. Предполагается выполнение следующих условий: $\{\Lambda, S\} \ll L$, $\sigma_x \ll \Lambda - S$, $|A| + 3\sigma_A \ll 1$. Проводя обобщение методики, предложенной в [1, 2] для нормального падения плоской электромаг-

нитной волны на стохастический слой с одномерными неоднородностями с нулевым средним значением A на случай наклонного падения волны на слой с неоднородностями, для которых $A \neq 0$, приходим к выражению для распределения средней интенсивности $I(x)$ внутри слоя

$$I(x) = I_0\pi \int_0^\infty \frac{\mathrm{sh}(\pi t)}{\mathrm{ch}^2(\pi t)}\{2t\cos[2\kappa t(L-x)] + \sin[2\kappa t(L-x)]\} \times \exp[-\kappa(t^2L - 3L/4 + x)]\,dt. \quad (2)$$

Здесь I_0 – интенсивность падающей на слой волны, а коэффициент $\kappa = < \frac{|R_m|^2}{1-|R_m|^2} > / \Lambda$, где R_m – коэффициент отражения от отдельной неоднородности ([2], [3]). Параметр к в (2) при достаточно малых амплитудах возмущений может быть записан в виде

$$\kappa = (8\Lambda)^{-1}\{\sigma_A^2 + A^2 - \exp(-g)[T_1 - T_2]\}, \quad (3)$$

где $g = 2k_x^2\sigma_x^2 + k_x^2S^2\sigma_A^2/2$, $k_x = k\cos\varphi$, $T_1 = (\sigma_A^2 - k_x^2S^2\sigma_A^4 + A^2) \times \cos(2k_x S\sqrt{1+A})$, $T_2 = 2k_xAS\,\sigma_A^2\sin(2k_x S\sqrt{1+A})$. Ниже приведены результаты численных расчетов средней интенсивности I/I_0, выполненных по формуле (2). Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $\Lambda - S = 2$м, $L = 2\cdot 10^4$м и углах падения $\varphi = 0$ и $\varphi = \pi/6$.

На рис. 2 представлены зависимости $I(S)/I_0$ для различных значений средней амплитуды возмущений и стандарта флуктуаций. Рис. 2 соответствует значениям параметров $\sigma_A = 0$, $A = 0.05$, $\sigma_S = 0.01$ м, $\lambda = 1$ м; кривые *1 – 5* отвечают координатам x = 0, 0.25*L*, 0.5 *L*, 0.75*L* и *L*. Из соотношения (3) при $\sigma_A = 0$ и $k\sigma_S \ll 1$ нетрудно получить следующее выражение для величины κL:

$$\kappa L \approx L(8\Lambda)^{-1}A^2\sin^2(2k_x S\sqrt{1+A}/2). \quad (4)$$

Осцилляторный характер зависимости к(S)*L* обуславливает аналогичное поведение средней интенсивности поля *I*(*S*) (см. рис. 2). Отметим, что при условии $k_x S\sqrt{1+A} = \pi n$, n =0, 1, 2, 3…, слой становится практически прозрачным (т.е. *I*(*S*) ≈ *I*0). Отметим, что увеличение стандартов флуктуаций σ_S (или σ_A) до значений $k_x\sigma_S \leq 1$ (или $k_xS\sigma_A \leq 1$) приводит к уменьшению амплитуды осцилляций интенсивности $I(S)/I_0$. Значение $I(S)$ стремится к I_0 при больших значениях ($S \gg 10$ м).

На рис. 3 приведены зависимости $I(x)/I_0$ при $\varphi = 0$ (рис. 3а) и $\varphi = \pi/6$ (рис. 3б); остальные значения параметров те же, что и на рис. 2. Кривые *1* – 6 отвечают средним амплитудам $A = -0.12, -0.10, -0.05, 0.05, 0.10$ и 0.12 соответственно. Из сопоставления рис. 3а и 3б можем сделать вывод, что вид функции $I(x)$ зависит от угла падения. Это связано с зависимостью параметра κL от угла падения волны (см. (4)).

На рис. 4 показана зависимость нормированной средней интенсивности $\mathrm{I(f)/I_0}$ от частоты $\mathrm{f} = (2\pi)^{-1}\omega$ при значениях параметров $\varphi = \pi/6$, $\sigma_A = 0.02$, $A = 0.05$, $S = 1$ м, $\sigma_S = 0.01$ м; L=2· 10^4 м; кривые 1 – 5 отвечают координатам x = 0, 0.25L, 0.5 L, 0.75L и L. Начало шкалы частот соответствует $\mathrm{f} = 3\cdot 10^6$ Гц.

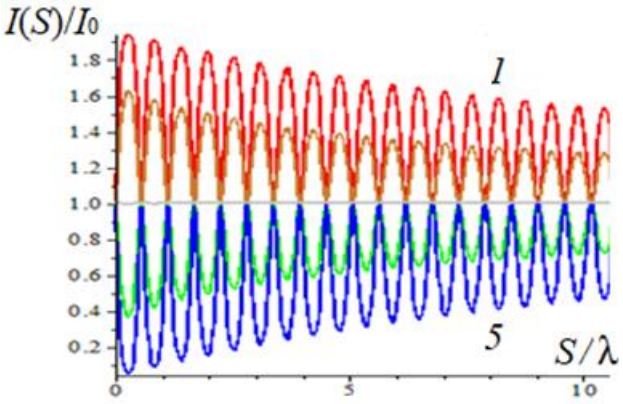


Рис. 2

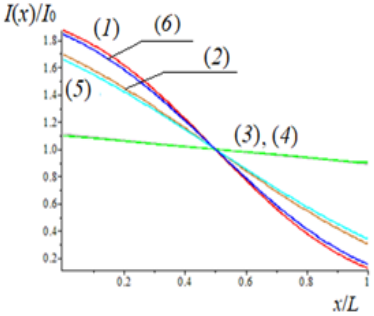


Рис. 3а

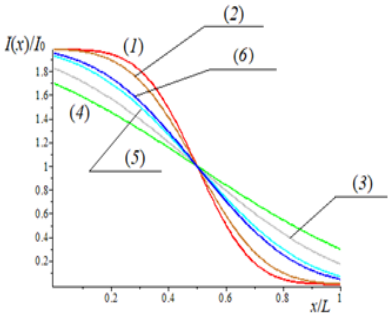


Рис. 3б

На рис. 5 представлена зависимость $I(f)/I_0$ для $x = L$ при двух значениях угла $\varphi = \pi/6$ и $\varphi = 0$; сплошные линии соответствуют углу падения $\varphi=0$, а пунктирные – $\varphi = \pi/6$. Остальные значения параметров те же, что и на рис. 4.

Таким образом, рассмотрено рассеяние плоской электромагнитной волны при наклонном падении на диэлектрический слой с дискретными случайными неоднородностями. Проведено сравнение полученных результатов с аналогичными результатами для случая нормального падения волны на слой.

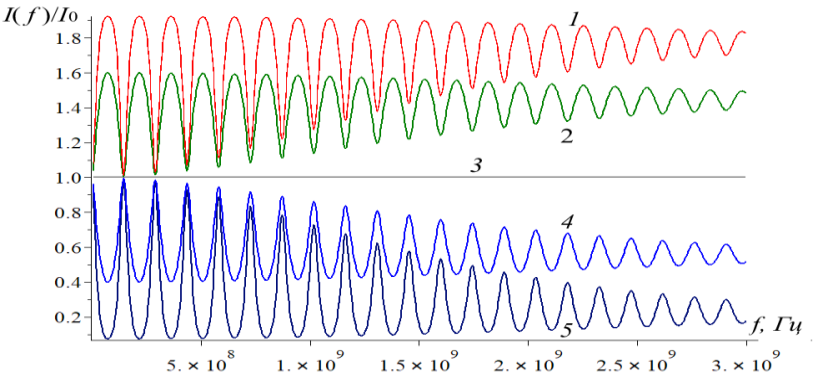


Рис. 4

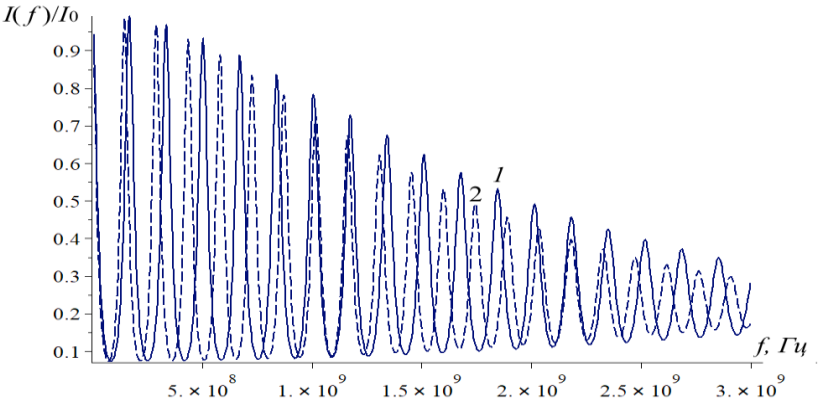


Рис. 5

Работа выполнена в рамках Государственного задания Минобрнауки РФ по проекту № 0729-2020-0057.

[1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, № 10. С. 945.
[2] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // РЕНСИТ. 2021. Т. 13, № 1. С. 3.
[3] Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. – М.: АН СССР, 1957, с. 46.

ТЕМПЕРАТУРА НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ – МОДЕЛЬ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Н.В. Бахметьева, И.Н. Жемяков

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В работе представлены результаты определения температуры нейтральной компоненты ионосферы Земли на высотах нижней термосферы (90–120 км) методом создания искусственных периодических неоднородностей ионосферной плазмы, образующихся при воздействии на ионосферу мощным высокочастотным радиоизлучением и локации их пробными радиоволнами. Производится сравнение высотных профилей температуры, полученных в экспериментах на нагревных стендах СУРА (56.15 N; 46.11 E) и Аресибо (18.34 N; 66.45 W), с результатами расчетов температуры согласно популярной модели атмосферы MSIS-E-90.

Искусственные периодические неоднородности ионосферной плазмы (ИПН), образующиеся в поле мощной стоячей волны, возникающей при возмущении ионосферы мощным КВ радиоизлучением, впервые наблюдались на полигоне НИРФИ в лаборатории Зименки в 1975 г. [1]. В течение многих лет метод ИПН развивается на базе стенда СУРА. Экспериментально-теоретические исследования ионосферы методом ИПН показали, что его применение позволяет определять более десятка параметров ионосферы и нейтральной атмосферы и получать большое количество данных о динамике и параметрах ионизованной и нейтральной составляющих атмосферы Земли в высотном интервале от 50–60 км до высоты максимума F-слоя. В НИРФИ были разработаны способы определения многих параметров ионосферы и нейтральной атмосферы на этих высотах, включая некоторые аэрономические параметры D-области и спорадического слоя (E_s) [2].

Неоднородности образуются в результате неравномерного нагрева плазмы в поле стоячей радиоволны при отражении мощной волны от ионосферы. Механизмы образования неоднородностей в разных областях ионосферы различны. Неоднородности рассеивают пробные радиоволны, и при выполнении условия брэгговского рассеяния высокая интенсивность обратно рассеянного сигнала обусловлена синфазным сложением волн от каждой неоднородности [2]. Рассеяние пробных радиоволн на ИПН обладает резонансными свойствами, то есть при равенстве частот и поляризаций мощной и пробной радиоволн амплитуда сигнала, рассеянного неоднородностями, в 10–100 раз превышает уровень естественных помех. На стенде СУРА выполнен большой объем экспериментов с целью определения параметров ионосферы и нейтральной атмосферы по измеренным характеристикам сигналов, рассеянных неоднородностями. На основе разработанного метода определения параметров нейтральной атмосферы в работе приводятся результаты определения температуры нейтральной компоненты на высотах мезосферы и нижней термосферы по высотному профилю времени релаксации сигналов, рассеянных искусственными периодическими неоднородностями. Для сравнения профилей используется одна из широко применяемых моделей нейтральной атмосферы MSIS-E-90 [3].

Особенности способа определения температуры методом ИПН

На стенде СУРА исследования среднеширотной ионосферы методом создания ИПН проводятся в течение многих лет в разных гео-гелиофизических условиях. Для изучения динамики нейтральной атмосферы используется режим непрерывного нагрева в течение нескольких секунд с последующей паузой в работе стенда, во время которой неоднородности разрушаются (релаксируют). Высотно-временные зависимости амплитуды и времени релаксации сигнала, рассеянного неоднородностями, служат основой для определения температуры и плотности нейтральной компоненты [3]. По методике, разработанной в [3] и развитой во многих последующих публикациях, определена температура нейтральной компоненты в интервале высот 90–120 км, исследованы ее высотные профили и временные зависимости. Релаксация неоднородностей в указанном интервале высот происходит под действием амбиполярной диффузии [4] с диффузионным временем релаксации $\tau=M_i\nu_{im}/2\kappa TK^2$, где κ – постоянная Больцмана, M_i·и ν_{im} – Масса ионов и частота соударений ионов с молекулами, T – температура нейтральной компоненты, $K=4\pi/\lambda$ – волновое число нагревной волны в плазме. Способ определения температуры основан на последовательной линейной аппроксимации по высоте функции $\ln(n^2\tau)$, где n – показатель преломления мощной и пробной радиоволн.

Алгоритм расчета параметров нейтральной компоненты включает следующие этапы:

1) задание реального или модельного высотного профиля электронной концентрации N(h); 2) расчет времени релаксации τ(h,t) в зависимости от действующей высоты h и времени t по уменьшению амплитуды принимаемого сигнала в e раз при выключении мощного воздействия; 3) усреднение значений τ(h,t) по интервалу времени 5–10 минут и высотному диапазону 1–4 км, в котором выполняется изотермическое приближение; 4) определение коэффициента преломления волны для вычисления пространственного периода неоднородностей в исследуемом высотном диапазоне; 5) расчет истинных высот z, соответствующих действующим высотам h с учетом высотного профиля электронной концентрации N(z); 6) расчет коэффициента линейной регрессии для функции $\ln(\tau\cdot n^2)$=–bz+a, где b=1/H и высоты однородной атмосферы H по нескольким соседним значениям τ; 7) расчет температуры нейтральной компоненты по формуле $T=mgH/\kappa$.

На рис. 1 приведен пример реализации алгоритма, где синяя кривая и красная линия представляют собой экспериментальную зависимость времени релаксации от высоты и ее линейную аппроксимацию. Рис. 1 является примером хорошей аппроксимацией функции $\ln(\tau\cdot n^2)$ методом наименьших квадратов, о чем свидетельствует величина R^2, служащая мерой точности аппроксимации.

Высотные профили температура нейтральной атмосферы

На рис. 2 приведены примеры высотных профилей температуры нейтральной компоненты, полученные 24.09.07 в двух сеансах 14:10 и 14:45 на стенде СУРА (левая панель) и 07.11.2018 на стенде в Аресибо (правая панель). Здесь же показаны высотные профили температуры (красные кривые), рассчитанные по модели MSIS-E-90 для тех же периодов времени. Отметим, что при обработке высотных профилей времени

релаксации сеансы измерений с явными проявлениями атмосферной турбулентности, которая уменьшает время релаксации ИПН по сравнению с диффузионным, и влиянием спорадического слоя Е, напротив, увеличивающего время релаксации вследствие содержания в нем металлических ионов с большими атомными массами (например, Fe с M_i=56 аем или Ca с M_i=40 аем) исключались из анализа [5, 6].

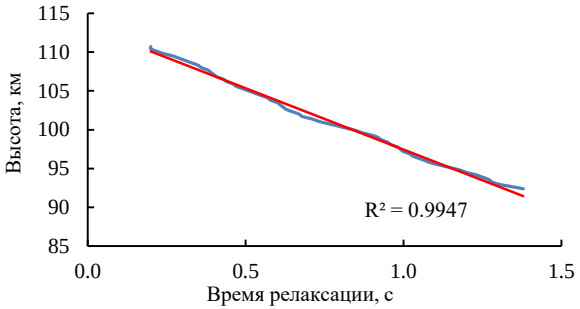


Рис. 1

В целом в нижней термосфере температура изменялась, как правило, в интервале значений 150–300 К. Иногда наблюдался рост температуры до 350 К, что пока не нашло убедительного объяснения. Профили температуры, полученные на среднеширотном стенде СУРА (левая панель) демонстрируют квазипериодические изменения с высотой, обусловленные распространением атмосферных волн [5–7]. На правой панели рис. 2 видно, что полученные в Аресибо значения температуры группируются относительно модельного профиля лишь в узком интервале высот 99–103 км. Значительный рост температуры ниже 99 км может быть обусловлен диссипацией кинетической энергии атмосферной турбулентности.

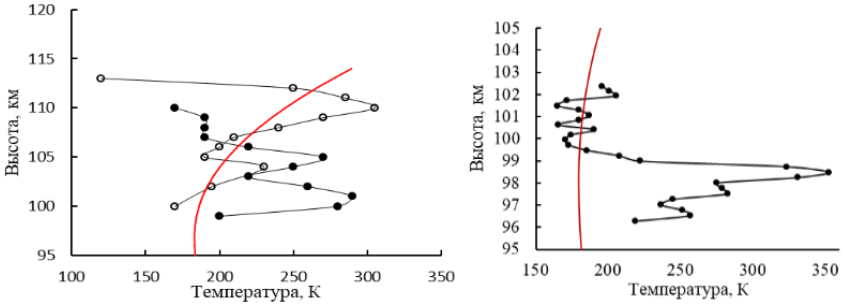


Рис. 2

На рис. 3 приведены еще два примера высотных профилей температуры по результатам эксперимента методом ИПН на стенде в Аресибо 07.11.2018. Видно, что в грубом приближении экспериментальные и модельные профили в среднем соответствуют друг другу, обнаруживая при этом значительные отклонения от модели как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения температуры, доходящие до 100 К.

Трудно ожидать полного соответствия модели и экспериментальных профилей, так как при моделировании невозможно предусмотреть все возможные внезапные изменения атмосферных процессов. В работах [5–7] мы отмечали сложный характер влияния турбулентности и атмосферных волн на высотно-временные характеристики параметров ионосферы и нейтральной атмосферы.

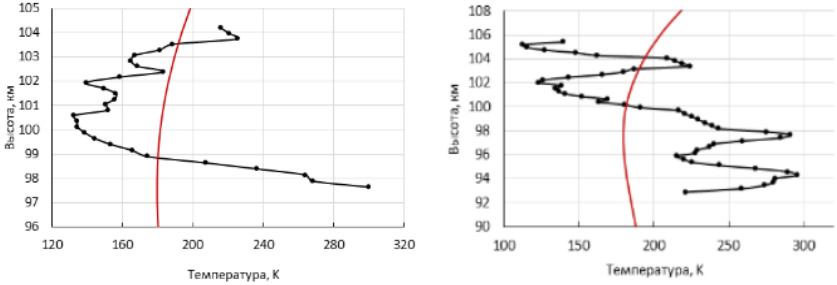


Рис. 3

Результаты сравнения экспериментальных профилей температуры с модельными представлениями показывают необходимость дополнительной обработки результатов экспериментов по измерению температуры нейтральной компоненты с целью убедительной интерпретации различий модельных и экспериментально полученных высотных профилей. Метод ИПН имеет разрешение 15 с по времени и 1 км по высоте, что позволяет исследовать быстрые и «мелкомасштабные» флуктуации определяемых параметров ионосферы и нейтральной атмосферы. Это является несомненным достоинством применяемого метода.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по проекту № 20-17-00050 (обработка результатов измерений на нагревном стенде в Аресибо) и по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Минобрнауки (обработка результатов измерений на нагревном стенде СУРА).

[1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Игнатьев Ю.А., Комраков Г.П. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, вып. 10. С. 497.
[2] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. 156 с.
[3] https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/msis_vitmo.php
[4] Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974, 256 с.
[5] 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.
[6] Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Григорьев Г.И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 2020. Т. 60, № 1. С. 99.
[7] Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Zhemyakov I. N. // Atmosphere. 2019. 10(8). P. 450. https://doi.org/10.3390/atmos10080450.

ВЛИЯНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЫ НА СПЕКТРЫ УНЧ ИСКУССТВЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ОТ ТОКОВЫХ ИСТОЧНИКОВ

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов, Д.С. Котик

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе на основе численного кода, разработанного авторами, построены и проанализированы особенности спектров магнитных полей в УНЧ диапазоне, распространяющихся в горизонтально неоднородном волноводе Земля – ионосфера от источника типа горизонтальный магнитный диполь. Такими источниками могут быть заземленные линии электропередач (ЛЭП) с масштабами порядка сотен километров, а также ионосферный источник, возникающий в нижних слоях ионосферы при воздействии на нее мощным радиоизлучением. Возможность регистрации искусственных КНЧ сигналов от ЛЭП на расстояниях порядка 1000-1400 км была подтверждена многочисленными экспериментами. Однако влияние ионосферы на распространение и формирование спектров искусственных КНЧ сигналов осталось до конца не выясненным обстоятельством при интерпретации данных эксперимента. Для расчетов в настоящей работе использованы результаты статьи [1] и методика расчета поверхностного импеданса неоднородной ионосферы, развитая в работе [2], позволяющая проводить вычисления для любых профилей ионосферных параметров, для любого наклона магнитного поля Земли и учитывать взаимодействие нормальных волн в ионосфере. В работе [3] с использованием модели однородного волновода Земля–ионосфера удалось объяснить различие в характере амплитудных спектров при различных состояниях ионосферы (дневное и ночное время суток, наличие спорадических слоев Es). Невыясненным осталось влияние горизонтально-неоднородной ионосферы на амплитудные и поляризационные спектры искусственного УНЧ сигнала. Также модель однородного волновода не позволяет получить адекватных значений отношения магнитных компонент С-Ю и В-З в месте приема. Численный код, разработанный авторами, позволяет учитывать изменение профилей ионосферных параметров, угла наклона магнитного поля Земли, а также изменение путевого угла (угол между направлением на приемник и плоскостью меридиана) вдоль геодезической линии, соединяющей источник и приемник. Приведем формулы для расчета горизонтальных магнитных компонент H_θ и H_φ, полученные в работе [1] методом двумерного телеграфного уравнения в импедансном приближении и при условии $kr_0 \ll 1$. Компоненты магнитного поля от токового источника, лежащего вдоль направления В-З, задаются выражениями:

$$H1_\varphi = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)}\left(A^{\theta\theta}\, cos\,\varphi_1 - A^{\theta\varphi}\, sin\,\varphi_1\right) \qquad (1)$$

$$H1_\theta = \frac{M1\sqrt{D_s}}{8\pi k_0 a^2 sin^2\left(\frac{r}{2a}\right)}\left(A^{\varphi\theta}\, cos\,\varphi_1 - A^{\varphi\varphi}\, sin\,\varphi_1\right), \qquad (2)$$

здесь a – радиус земли, φ_1– угол между направлением на приемник и антенной ориентированной вдоль лини В-З. Значение угла берется в точке источника. Аналогичной формулой задаются магнитные поля для антенны, ориентированной вдоль направления С-Ю с заменой угла φ_1на φ_2, где φ_2 – угол между направлением на приемник и антенной, ориентированной вдоль линии С-Ю в точке источника. Таким образом можно задать токовой источник, ориентированный в любом направлении. Значения компонент матрицы $\hat{A}$ задаются громоздкими выражениями [1] и в данной статье не приводятся. Для их вычисления необходимо ввести матрицу индуктивной высоты [1], которая связана с матрицей поверхностного импеданса ионосферы [3]. Причем все матрицы вычисляются как в точке приемника и источника, так и вдоль геодезической линии, соединяющей источник и приемник. В работе [3] модельные расчеты выполнены для горизонтально однородной ионосферы, также предполагался неизменным угол наклона магнитного поля земли и путевой угол вдоль трассы распространения УНЧ волн. В настоящей работе изменение профилей ионосферных параметров вдоль геодезической линии задается моделью IRI-2016. Рассмотрены также изменения профиля электронной концентрации из-за наличия горизонтально неоднородных спорадических слоев *Es* вблизи нижней кромки ионосферы.

На рис.1 приведены примеры модельных спектров магнитных компонент H_θ и H_φ, полученные для приемного пункта с координатами (56 с.ш., 46 в.д.) и источника с координатами (69 с.ш., 34 в.д.) за период времени 27.09.2001 14:00-20:00UT. Временной интервал включает в себя время прохождения терминатора, что приводит к изменению профилей ионосферных параметров вдоль геодезической линии. На левой панели рис.1 приведены спектры сдвига фазы между горизонтальными компонентами за аналогичный период. Рис. 1 демонстрирует изменение характера амплитудных спектров магнитных компонент при переходе от светлого времени суток к темному. Монотонная зависимость сменяется немонотонной с нарастающим участком, связанным с влиянием ионосферного резонатора суб-ИАР. Также заметен разный характер амплитудно-частотной зависимости компонент H_θ и H_φ, наиболее сильно выраженный в период прохождения терминатора с 14:50 до 15:30 UT. В этот же период наблюдаются наиболее сильные фазовые сдвиги между компонентами. Это связано с увеличением горизонтальной неоднородности ионосферы вдоль трассы распространения УНЧ волн. В дневное время сдвиг фазы между компонентами мал ($< 5^0$) практически во всем частотном диапазоне. В ночное время сдвиг фаз, а, следовательно, и степень эллиптичности УНЧ магнитного поля увеличивается. Это связано, по-видимому, с горизонтальной неоднородностью параметров суб-ИАР вдоль трассы распространения низкочастотных волн. В работе [3], где анализировались фазовые спектры при распространении в однородном волноводе, заметной эллиптичности УНЧ магнитных полей в точке приема выявлено не было. Таким образом, горизонтальная неоднородность ионосферных параметров приводит и к разной форме амплитудных спектров магнитных компонент, и к увеличению сдвига фазы между ними. Например, на рис.1е видно, что частота, на которой достигается максимум амплитуды

в разных компонентах, различается в разных компонентах примерно на 0.7 Гц. Далее исследовано влияние горизонтально неоднородных спорадических слоев *Es* на форму амплитудных спектров и поляризационные спектры УНЧ сигналов. Модельные расчеты были проведены для приемника с координатами(62 с.ш., 25 в.д.) и источника с координатами (69 с.ш., 34в.д.) для периода времени 27.09.2001 24UT. Для расчетов были использованы базовые профили ионосферных параметров модели IRI-2016 в точке приемника с дополнительным заданием модельных горизонтально неоднородных спорадических слоев *Es* на нижней кромке ионосферы. Для этих случаев на рис. 2 приведены спектры H_θ и H_φ, а также поляризационного параметра ε Как видно из рис. 2, наличие спорадических слоев, имеющих разную интенсивность вдоль трассы распространения УНЧ полей, существенно меняло форму амплитудных спектров магнитных компонент (рис. 2 а, б, в). Влияние резонаторов суб-ИАР, имеющих на нижней границе спорадические слои разной интенсивности, на продольную и поперечную компоненты проявлялось в разной степени, поэтому частоты, на которых наблюдалась максимальная амплитуда в разных компонентах, могли отличаться. Это приводило также к росту эллиптичности принимаемых сигналов (рис. 2 г, д, е).

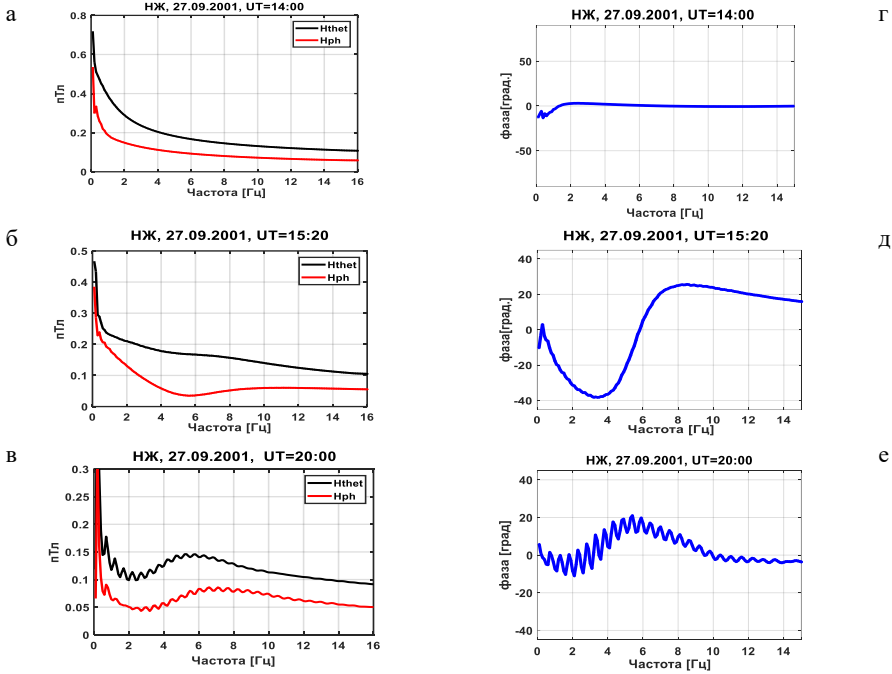


Рис. 1

Численные расчеты показали, что учет изменений ионосферных и путевых параметров не привел к значительному изменению амплитудных и поляризационных

спектров в дневное время: разность фаз между магнитными компонентами и поляризационный параметр были близки к нулю так же, как и для модели однородного волновода (рис. 1 а, г). В темное время суток, когда спектры магнитного поля формировались под влиянием ионосферного резонатора суб-ИАР, сдвиг фазы между компонентами достигал 15-20° (рис. 1в,е). Обнаружено, что именно горизонтальная неоднородность ионосферной плазмы приводит к увеличению фазового сдвига между компонентами. Наиболее заметная разница в характере амплитудных спектров магнитных компонент и большие фазовые сдвиги до (40°) наблюдались при прохождении терминатора через геодезическую линию, соединяющую источник и приемник (рис. 1 б, д). Показано также, что наличие вдоль трассы распространения УНЧ волн спорадических слоев *Es* разной интенсивности существенно увеличивало значения поляризационного параметра ε и в разной степени меняло характер амплитудных спектров разных магнитных компонент.

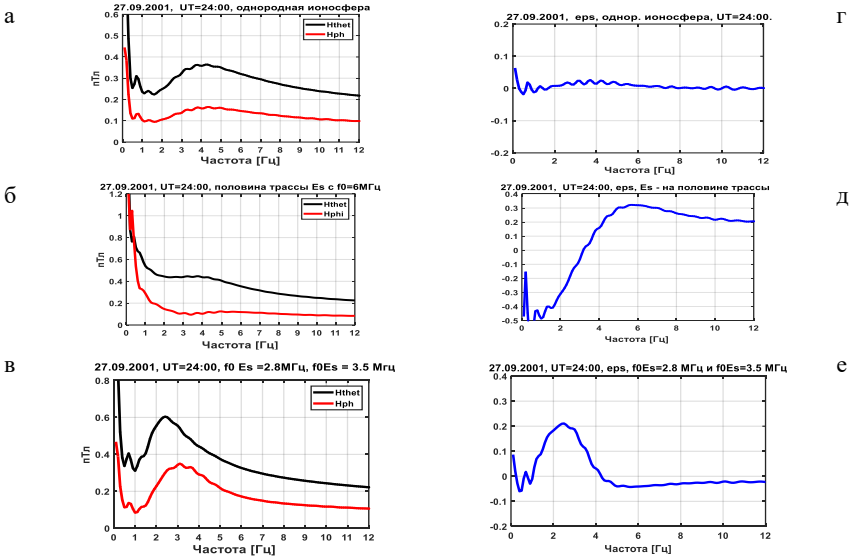


Рис. 2

Разработка численного кода для модели неоднородного волновода выполнена при поддержке гранта РНФ № 20-17-00050, модельные расчеты и анализ результатов с использованием модельных слоев *Es* выполнены при поддержке гранта РФФИ № 18-42-520035-р_поволжье_а.

[1] Кириллов В.В., Копейкин В.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 46, № 1. С. 1.
[2] Ermakova E.N., Kotik D.S., Polyakov S.V., Shchennikov A. V. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2007. Vol. 50, № 7. P. 555.
[3] Ермакова Е.Н., Рябов А.В., Котик Д.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, № 3.

О ПРИЧИНАХ ВЫДАВЛИВАНИЯ ПЛАЗМЫ ИЗ ОБЛАСТЕЙ ПЛАЗМЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ МОЩНОЙ ВОЛНЫ В ИОНОСФЕРЕ.

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В экспериментах по исследованию возмущенной области ионосферы методом многочастотного допплеровского зондирования (МДЗ) на стенде СУРА было обнаружено и детально исследовано вытеснение плазмы из области верхнегибридного резонанса (ВГР) волны накачки (ВН), где $f_{pe}^2(z_{uh}) = f_0^2 - f_{He}^2$ и из области отражения ВН, где $f_0 \approx f_{pe}(z_r)$ [1, 2]. Здесь f_{pe}, f_{He}, f_0, z_r, z_{uh} – плазменная, циклотронная частоты, частота волны накачки, высоты точки отражения и ВГР. Вытеснение из области отражения возникало ранее, чем из области ВГР, было более слабым и исчезало после развития процессов в области ВГР [3]. Эффекты вытеснения могут быть связаны как со стрикционным давлением плазменных волн, так и с увеличением газокинетического давления плазмы вследствие ее нагрева плазменными волнами [2,4,5]. Плазменные волны, в свою очередь, возникают на высотах плазменных резонансов (область отражения и область ВГР) вследствие возбуждения параметрических неустойчивостей при воздействии ВН на ионосферу.

В 2014 году серия экспериментов по аналогичной методике была проведена на стенде HAARP. Было установлено, что при больших мощностях (мощность стенда HAARP ≈ в 10 раз превышает мощность стенда СУРА) в течение всего времени воздействия (45 с) сохраняются обе области вытеснения. Примеры зависимости величины смещения точки отражения Δz от времени при различных частотах зондирующих волн f (рис.1) с шагом 30 кГц и зависимости глубины вытеснения $\Delta N_e(z) = \frac{N_e - N_0}{N_0}$ от высоты в моменты времени после включения волны накачки t = 5 с (синяя кривая), 15 с (оранжевая), 30 с (зеленая) и 45 с (красная кривая) (рис.2) приведены на рис 1 и 2 [6].

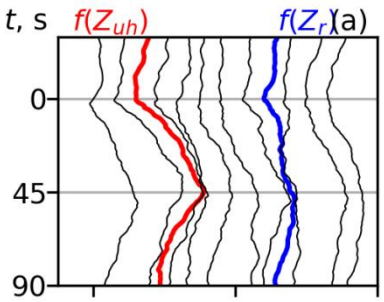


Рис. 1

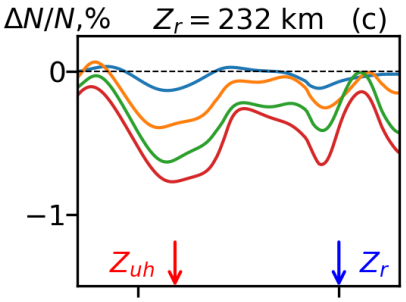


Рис. 2

Включение ВН происходит при t = 0, а выключение – при t = 45 с, на панели а) красная и синяя линии соответствуют спектральным компонентам зондирующего сигнала, отраженным от z_{uh} и z_r. Видно, что развитие областей пониженной концен-

трации происходит вблизи точки отражения, и вблизи ВГР, при этом обе области сохраняются в течение всего времени воздействия волны накачки на ионосферу. Более медленно электронная концентрация уменьшается между областями z_r и z_{uh} в течение всего времени воздействия (45 секунд).

Ниже проведен модельный расчет динамики вытеснения плазмы из областей отражения и ВГР с учетом как стрикционного, так и теплового выдавливания. Ранее теоретическое рассмотрение формирования плазменной полости в области ВГР проводилось в [3-5] в стационарном случае.

Для описания перераспределения электронной температуры T_e и концентрации Ne воспользуемся уравнениями [7]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T cos^2\theta \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta\nu_e(T_e - T_0) = Q_T(z,t), \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} - D_a \frac{\partial^2 N_e}{\partial z^2} - D_{T_{ea}} \frac{N_0}{T_0} \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \frac{(N_e - N_0)}{\tau_N} - \frac{m_e}{m_i} \frac{N_0}{\nu_i} \frac{\partial^2 \Phi_e}{\partial z^2} = 0, \quad (2)$$

Уравнение (1) представляет собой уравнение электронной теплопроводности с источником $Q_T(z,t)$, связанным омическим нагревом электронов волной накачки (электромагнитной) и параметрически возбужденными плазменными волнами, уравнение (2) – уравнение амбиполярной диффузии с учетом газокинетического (термодиффузия, третий член в левой части) и стрикционного (пятый член в левой части, сила Миллера) выдавливания плазмы плазменными волнами, Φ_e – усреднённый высокочастотный потенциал, $\Phi_e(z) = \frac{e^2|E(z)|^2}{4m_e^2\omega^2} \approx \frac{W(z)}{2 \cdot N_0 m_e}$, $W(z)$ – интегральная плотность энергии плазменных волн $W(z) = \int E^2_{\omega,\boldsymbol{k}}(z)\, d\boldsymbol{k}\, d\omega$. В (1) и (2) $D_T = \nu_e l_e^2$, l_e - длина свободного пробега электронов, δ – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой), θ – угол между вертикалью и геомагнитным полем (температура перераспределяется вдоль магнитного поля), $D_a = \frac{T_e + T_i}{m_i \nu_i}$ – коэффициент амбиполярной диффузии, T_i –температура ионов, m_i – масса иона кислорода атомарного кислорода, основной составляющей ионосферы на высотах F-области, ν_e, ν_i – частоты соударений электронов и ионов, N_0 – равновесное значение концентрации, τ_N – время жизни электрона, $D_{Tea} = \cdot k_T\, D_a$ – коэффициент термодиффузии, k_T – термодиффузионное отношение, в элементарной теории $k_T \sim 1$.

Для того чтобы понять какой из механизмов преобладает при формировании областей пониженной концентрации проведены модельные расчеты в рамках уравнений (1) и (2), При этом источники $Q_T(z,t)$ в (1) и $W(z,t)$ в (2) брались сосредоточенными вблизи z_r, и z_{uh} в виде

$$Q_T(z,t) = Q_T(z) = \frac{2E_0^2}{3N_e} \frac{\nu_e}{4\pi} \epsilon \left[h\left(z - \left[z_{uh} - \frac{\Delta z}{2}\right]\right) - h\left(z - \left[z_{uh} + \frac{\Delta z}{2}\right]\right)\right] \cdot \left[h\left(z - \left[z_r - \frac{\Delta z}{2}\right]\right) - h\left(z - \left[z_r + \frac{\Delta z}{2}\right]\right)\right] \cdot \left[h(t - t_{on}) - h(t - t_{off})\right], \quad (3)$$

$$W(z) = \frac{\tilde{\epsilon} E_0^2}{8\pi} \left(e^{-\frac{(z - z_{uh})^2}{2\Delta z^2}} + e^{-\frac{(z - z_r)^2}{2\Delta z^2}}\right), \quad (4)$$

где E_0 – электрическое поле волны накачки, $E_0(z)[\text{В/м}] = 9{,}5 \frac{\sqrt{P_0[\text{Вт}]}}{z(\text{м})}$. Для простоты мы полагаем, что источники одинаковы по интенсивности в областях ВГР и отраже-

ния. Здесь $h(z)$ – единичная функция Хевисайда, t_{on} и t_{off} – времена включения и выключения волны накачки, Δz ~1 км – высотный интервал области воздействия волны накачки. Коэффициенты ϵ, $\tilde{\epsilon}$ >1 которые связывают плотность энергии плазменных волн с полем волны накачки.

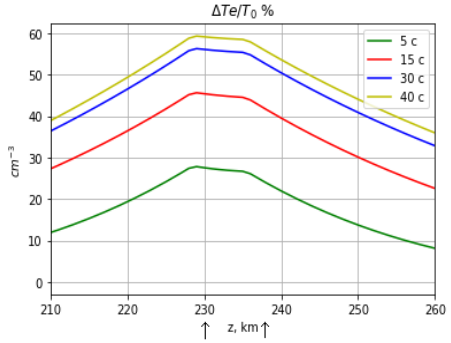


Рис. 3

На рис. 3 приведено пространственное распределение температуры электронов на 5, 15, 30, 40 секундах нагрева, полученное из уравнения (1). Положение источников взято приблизительно соответствующим положению высоты отражения и ВГР на рис. 1. Стрелками отмечены высоты плазменных резонансов на 230 км (ВГР) и 237 км (точка отражения). Мы видим, что температура электронов выравнивается очень быстро в области между высотами ВГР и плазменным резонансом.

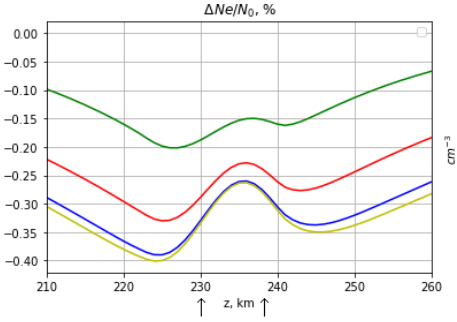


Рис. 4

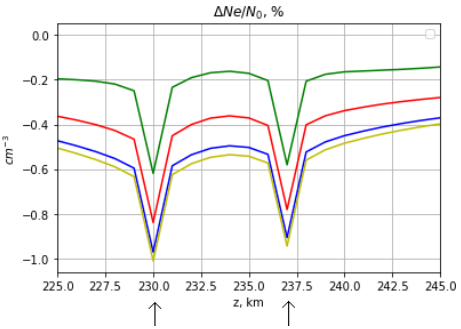


Рис. 5

На рис. 4 изображено относительное возмущение концентрации от высоты $\Delta N_e(z,t)$ с учетом только источника нагрева электронов $Q(z,t)$ в те же моменты времени. Видно, что действительно появляются две области пониженной концентрации, но они расположены не в областях, где расположены источники, а несколько дальше от «центра» возмущенной области.

На рис. 5 показана зависимость $\Delta N_e(z,t)$ для случая учета двух источников – стрикционного и термодиффузионного при тех же параметрах плазмы. Видно, что поведение $\Delta N_e(z,t)$ на этом рисунке качественно соответствует наблюдаемой на эксперименте (рис. 4) динамики модификации профиля электронной концентрации. Таким образом, можно сделать вывод, что при формировании областей пониженной концентрации, в области плазменных резонансов, независимо две их или одна, должны играть роль оба эффекта – газокинетическое выдавливание плазмы вследствие нагрева электронов и стрикционное выдавливание плазмы. Стрикционное выдавливание развивается более быстро и ответственно за формирование локальных областей пониженной концентрации вблизи плазменных резонансов, тогда как газокинетическое ответственно за более медленное по времени и плавное по координате образование области пониженной концентрации.

При моделировании модификации профиля электронной концентрации в поле мощной волны показано, что существенную роль в формировании профиля играет стрикционное выдавливание плазмы из областей плазменных резонансов. Ранее предполагалось, что основную роль в формировании областей пониженной концентрации играет вытеснение плазмы за счет газокинетического давления.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 20-32-70198, и РНФ, грант № 20-12-00197.

[1] Васьков В.В., Голян С.Ф., Гуревич А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. 43, № 11, С. 512.
[2] Березин И.В., Белянский В.Б., Будько Н.И., Васьков В.В. и др. // Геомагнетизм и Аэрономия. 1991. 31 (5).С. 874.
[3] Васьков, В. В.; Димант Я. С. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. 29. С. 373.
[4] Димант Я.С. В кн.: Взаимодействие высокочастотных радиоволн с ионосферой – М.: ИЗМИРАН, 1989, с. 19.
[5] Грач С.М., Митяков Н.А., Шварц М.М. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. 29. С. 453.
[6] Shindin A.V., Sergeev E.N., Grach S.M., et al. // in press.
[7] Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере - М.: Наука, 1973, 272 с.

ДИНАМИКА ИСКУССТВЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ И ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА СТЕНДЕ В АРЕСИБО

В.Р. Хашев, Е.Н. Сергеев, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В докладе представлены результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности на низкоширотном нагревном стенде (угол наклона геомагнитного поля к вертикали ≈ 40°) в обсерватории Аресибо (Пуэрто-Рико, США) 7-8 ноября 2018 г. с помощью радара некогерентного рассеяния. Одновременно проводились измерения искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Воздействие на ионосферу осуществлялось мощной радиоволной обыкновенной (О) поляризации с эффективной мощностью излучения $P_Э \approx 100$ МВт вертикально вверх на частоте волны накачки (ВН) $f_{ВН} = 5095$ кГц. Излучение ВН осуществлялось в различных режимах. В докладе представлены результаты обработки данных, полученных во время квазинепрерывного нагрева. Квазинепрерывный нагрев $\tau_и = 165$ мс, $T_и = 200$ мс) был осуществлен с длительностью посылок 15 секунд и 150 секунд. Одновременно проводилось зондирование создаваемой плазменной турбулентности диагностическими импульсами (τ_d=0.2-10 мс, T_d=0.2-1 с) для исследования процессов ее развития и релаксации. Подобные комбинированные режимы излучения ВН позволяют исследовать переходы между генерацией плазменной турбулентности различного типа - от ленгмюровской к верхнегибридной и обратно. Для диагностики динамики искусственной плазменной линии радар некогерентного рассеяния излучал импульсы длительностью 440 мкс с нулевой секунды каждой минуты, модулированные псевдослучайной последовательностью, с периодом следования 10 мс на частоте $f_r = 430$ МГц.

На стадии развития ленгмюровской турбулентности обнаружено, что максимальная интенсивность в спектре плазменных волн наблюдается на нулевых отстройках от $f_{ВН}$ вблизи уровня ее отражения на первых десятках миллисекунд воздействия. 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 для 100 мс воздействия. При дальнейшем увеличении длительности нагрева до секунд и минут область плазменной турбулентности расширяется вниз от уровня отражения ВН вплоть до высот верхнегибридного резонанса и ниже. Обработка ионограмм, полученных перед сеансом нагрева, показывает, что высота верхнего гибридного резонанса ВН $h_{ВГР}$, где локальная плазменная частота на ~80 кГц ниже частоты ВН, лежит на 3-4 км ниже высоты отражения ВН (h_0).

Результаты посекундного анализа данных наблюдений для 150 секунд квазинепрерывного нагрева в 17:46:00 – 17:48:30 LT, приведены на рис. 1. В левой (0-15 секунда) и средней (15-30 секунда) колонках представлены высотные спектрограммы DPL (Downshifted plasma line) с шагом в 2 секунды, в правой колонке
представлены спектрограммы, усредненные по 10 секундам нагрева наблюдений для стационарного состояния плазменной турбулентности. Для длинного (~2,5 мин.)

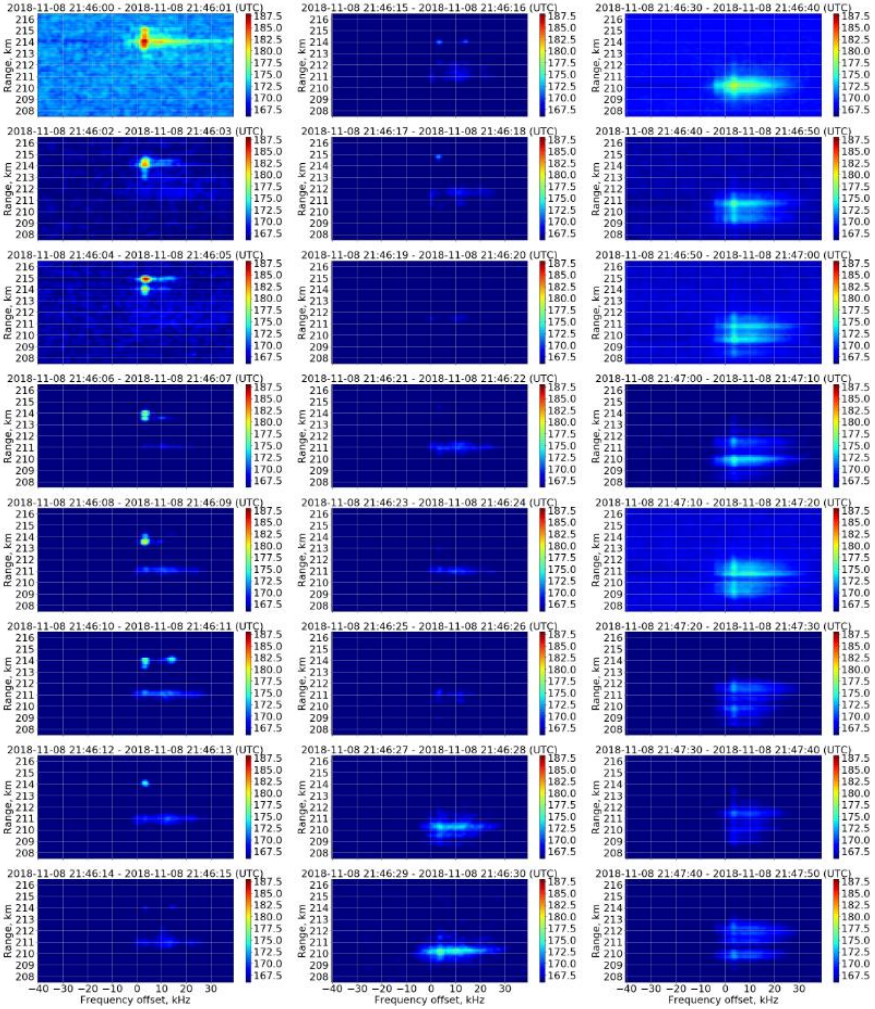


Рис. 1. Пространственно-временная динамика сдвинутой вниз искусственной плазменной линии (DPL) во время 2.5 минутного мощного КВ воздействия в эксперименте на стенде в Аресибо, 08.11.2018, 17:46 LT. Данные усреднены по 80-800 импульсам радара в течение каждых 1-10 секунд нагрева

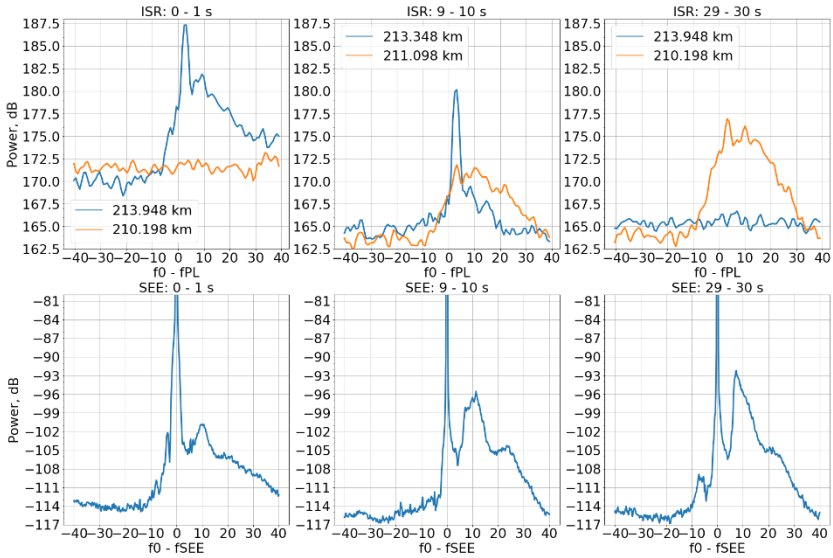


Рис. 2. Пример пространственно-временной динамики развития наиболее интенсивных спектров DPL на 0-1, 9-10 и 29-30 секундах квазинепрерывного нагрева (верхний панели), и динамика спектров ИРИ (SEE) для квазинепрерывного режима излучения (нижние панели). Хорошо видно последовательное развитие DM ($\Delta f = -11$ кГц), 2DM компонент ИРИ и, через 10-20 с, IDM ($\Delta f = -8$ кГц) и UM ($\Delta f = +8$ кГц) компонент

нагрева в первые 30 секунд, аналогично 15 секундному нагреву в [1], наблюдается переход от генерации плазменных волн вблизи уровня отражения ВН к уровню ее верхнегибридного резонанса, при этом область генерации вблизи h_0 к 30-й секунде нагрева практически полностью экранируется. С увеличением длительности нагрева более 40 секунд (правая колонка на рис. 1) наблюдалась дальнейшее расширение высотной области генерации плазменных волн до 3-5 км (вплоть до 10 км при воздействии вблизи критической частоты слоя F2) и ее стратификация.

Высотно-временная динамика развития наиболее интенсивных спектров сдвинутой вниз плазменной линии (DPL) на первых 30-ти секундах квазинепрерывного нагрева приведена на рис. 2 (верхний ряд панелей). В демонстрируемых измерениях наблюдалось две области стратификации плазменной турбулентности с максимальной интенсивностью плазменной линии на высотах $h \sim 214$ км и $h \sim 210.2$ км. В верхней части области турбулентности вблизи уровня отражения ВН наблюдались спектры распадного типа с максимальной интенсивностью на 1-2 сек. нагрева на отстройке $\Delta f = f_{\text{ПЛ}} - f_{\text{ВН}} = -4$ кГц и уменьшающиеся по интенсивности к 14-15 сек. воздействия. В нижней части области турбулентности (в области высот верхнегибридного резонанаса и ниже) наблюдалось усиление плазменной линии к 14-15 сек. нагрева, ее спектры при этом приобретали вид широкополос-

ных максимумов в полосе (−40…+10) кГц с пиковой интенсивностью на отстройке $\Delta f = f_{\text{ПЛ}} - f_{\text{ВН}} = -10$ кГц.

При анализе данных зондирования плазменной турбулентности с помощью радара некогерентного рассеяния проводилось их сопоставление с результатами измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Примеры спектров ИРИ на начальной стадии воздействия и при длинном нагреве приведены на рис. 2 (нижний ряд панелей). Наши измерения плазменной линии и ИРИ также показывают подобие основных характеристик спектров плазменной линии и ИРИ (ширины до 30-40 кГц и формы спектров типа “континуум”) на стадии развития ленгмюровской турбулентности в первые 100 мс. При более длинном квазинепрерывном нагреве формирование в спектре ИРИ основной его верхнегибридной компоненты, такой, как главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) на отстройках $\Delta f_{DM} = f_{DM} - f_{\text{ВН}} \approx -(8\ldots11)$ кГц коррелирует с наблюдаемыми характеристиками развития широкополосного максимума плазменной линии в нижней части области плазменной турбулентности.

В результате проведенного анализа данных по пространственно-временной динамике искусственной плазменной линии в экспериментах на нагревном стенде в Аресибо установлено:

1) Наблюдается стабильно две области генерации искусственной плазменной линии – вблизи уровня отражения с первых миллисекунд до нескольких секунд наблюдаются спектры распадного типа с максимумами на отстройках 0, −4 кГц, связываемыми с развитием здесь ленгмюровской турбулентности (волновые вектора плазменных волн вдоль магнитного поля с последующей изотропизацией углового спектра, что делает их доступными для наблюдения) и, далее, на 2-3 км ниже по высоте вблизи уровня верхнегибридного резонанса. Здесь плазменные волны ортогональны магнитному полю Земли, но также наблюдаются вследствие изотропизации их спектра, наблюдаемые спектры плазменной линии качественно отличаются от ленгмюровских, обладая широкой формой типа континуум без резко выраженных максимумов.
2) Развитие верхнегибридной турбулентности плазменных волн приводит к экранировке генерации ленгмюровских волн через 15-30 секунд после включения ВН.
3) При дальнейшем увеличении времени нагрева >40 секунд может наблюдаться расслоение области генерации искусственной плазменной линии. Это утверждение требует проверки, поскольку здесь необходимо учитывать естественные вариации высот генерации плазменной линии и времена усреднения потока данных.
4) Сопоставление результатов наблюдений искусственной плазменной линии (для определенной длины волны плазменных волн) и искусственного радиоизлучения ионосферы (для интегрального процесса высвечивания плазменных волн) показывают качественное подобие структуры спектров.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00343, 20-32-70198 и гранта РНФ 20-12-00197.

[1] В.Р. Хашев, А.В. Шиндин, Е.Н. Сергеев и др. // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, ННГУ, 2020 г. (РРВ), с. 136.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ТЕОРИИ НЕЛИНЕЙНЫХ КОЛЕБАНИЙ»

Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СОЛИТОННЫЕ ХИМЕРНЫЕ РЕЖИМЫ В СИСТЕМЕ НЕЛОКАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ДИФФУЗИЕЙ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

М.И. Болотов[1)], Д.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

В данной работе описан класс солитонных химерных режимов в ансамбле нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов с диффузией среднего поля. Описана процедура поиска солитонных химер как гомоклинических траекторий вспомогательной системы обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка.

Рассмотрим модель нелокально связанных идентичных фазовых осцилляторов, расположенных равномерно на отрезке длины L с периодическими граничными условиями на концах:

$$\partial_t \varphi(x,t) = \omega + \mathrm{Im}\left[e^{-i(\varphi(x,t)+\alpha)} H(x,t)\right], \tag{1}$$

где x – координата точки в одномерной пространственной среде, $\varphi(x,t)$ – фаза точки x в момент времени t, ω – собственная частота осцилляторов, $H(x,t)$ – комплексное поле, действующее на элемент среды в точке x, динамика которого задается уравнением:

$$\tau \partial_t H(x,t) = \partial_{xx}^2 H(x,t) - H(x,t) + e^{i\varphi(x,t)}. \tag{2}$$

Данное поле $H(x,t)$ определяет нелокальное взаимодействие в среде. Параметр τ задаёт временной масштаб распространения взаимодействия в среде, параметр α – фазовый сдвиг [1].

С помощью процедуры усреднения по пространству можно определить локальный параметр порядка $Z(x,t) = \lim\limits_{\delta\to 0} \frac{1}{2\delta} \int_{x-\delta}^{x+\delta} e^{i\varphi(\tilde{x},t)}\, d\tilde{x}$, представляющий собой непрерывную комплексную функцию координаты x и времени t и удовлетворяющий неравенству $|Z(x,t)| \le 1$. 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, при $|Z(x,t)| = 0$ – полностью асинхронный режим. Используя подход, предложенный Оттом и Антонсеном [2], можно записать динамические уравнения относительно комплексных полей $Z(x,t)$ и $H(x,t)$:

$$\begin{gathered} \partial_t Z = i\omega Z + (e^{-i\alpha} H - e^{i\alpha} H^* Z^2)/2, \\ \tau \partial_t H = \partial_{xx}^2 H - H + Z \end{gathered} \tag{3}$$

с периодическими граничными условиями, задаваемыми равенствами:

$$H(0,t) = H(L,t), \quad \partial_x H(0,t) = \partial_x H(L,t). \tag{4}$$

Таким образом, для анализа динамических режимов в среде фазовых осцилляторов (1), (2) можно рассматривать как динамику ансамбля осцилляторов, так и эволюцию комплексных полей $Z(x,t)$ и $H(x,t)$, задаваемых системой дифференциальных уравнений (3) с граничными условиями (4).

Интересующие нас солитонные химерные режимы будем искать в классе стационарных равномерно вращающихся решений системы (3):

$$Z(x,t) = z(x)e^{i(\omega+\Omega)t},\ H(x,t) = h(x)e^{i(\omega+\Omega)t}, \quad (5)$$

где Ω – параметр, определяющий частоту вращения. Для их поиска подставим выражение (5) в систему (3). Получим систему относительно функций $z(x)$ и $h(x)$:

$$2i\Omega z = e^{-i\alpha}h - e^{i\alpha}h^* z^2, \quad (6)$$

$$h'' - (1 + i\tau(\omega + \Omega))h = -z. \quad (7)$$

Здесь штрихом обозначена производная по пространственной координате x. Разрешая уравнение (6) относительно z, возьмём одно из его решений:

$$z = -e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h|^2}\right)/h^*, \quad (8)$$

где $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$. Подставляя (8) в (7), мы получаем обыкновенное дифференциальное уравнение второго порядка относительно комплексной функции $h(x)$:

$$h'' - (1 + i\tau(\omega + \Omega))h = e^{i\beta}\left(\Omega + \sqrt{\Omega^2 - |h|^2}\right)/h^*. \quad (9)$$

В рассматриваемом стационарном (во вращающейся системе координат) случае выражения периодических граничных условий (4) принимаю вид: $h(0) = h(L)$ и $h'(0) = h'(L)$. Представим комплексную величину $h(x)$ в форме:

$$h(x) = r(x)e^{i\theta(x)}, \quad (10)$$

где $r(x)$ и $\theta(x)$ – вещественные функции. Дополнительно 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, $z(x)$ и $h(x)$ определены с точностью до фазового сдвига. Таким образом, можно положить, что $\theta(0) = 0$.

Подставим (10) в (9), введем новую переменную $q = r^2\theta'$ и приравняем вещественную и комплексную части получившегося выражения к нулю, тогда приходим к системе обыкновенных дифференциальных уравнений третьего порядка:

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega}{r}\cos\beta - \frac{\sqrt{r^2-\Omega^2}}{r}\sin\beta, \quad (11)$$

$$q' = \tau(\omega + \Omega)r^2 + \Omega\sin\beta + \sqrt{r^2 - \Omega^2}\cos\beta, \quad (12)$$

где $|r(x)| \geq |\Omega|$, в области синхронной динамики осцилляторов, и

$$r'' = r + \frac{q^2}{r^3} + \frac{\Omega+\sqrt{\Omega^2-r^2}}{r}\cos\beta, \quad (13)$$

$$q' = \tau(\omega + \Omega)r^2 + (\Omega + \sqrt{\Omega^2 - r^2})\sin\beta, \quad (14)$$

где $|r(x)| \leq |\Omega|$, в области частично синхронной динамики осцилляторов.

Гомоклиническая траектория в фазовом пространстве системы (11) – (14) будет определять солитонное химерное решение с $r \to 0$ при $x \to \pm\infty$. Линеаризуя (11) – (14) в окрестности нуля, можно показать, что выбирая начальные условия в виде

$$r(0) = \varepsilon, r'(0) = \varepsilon\left(1 - \frac{\sin\alpha}{2|\Omega|}\right)^{1/2}, q(0) = 0 \quad (15)$$

и варьируя параметр ε, возможно построить данную траекторию с любой степенью близости к нулю.

На рисунке 1 изображен пример гомоклинической траектории в фазовом пространстве (r, r', q) системы (11) – (14) (фрагмент а) и бифуркационная диаграмма для

солитонных химерных режимов для $\omega = 0.0$, $\tau = 0.5$ (фрагмент б) относительно параметра α. Синяя и красные кривые на фрагменте (а) обозначают части гомоклинической траектории, построенные в прямом и обратном времени, соответственно. Синяя кривая на фрагменте (б) показывает значение параметра $|\Omega|$ (полые маркеры – устойчивые структуры, пустые маркеры – неустойчивые), черная кривая – соответственные значения $r_{\max}$ для солитонных химерных режимов, зеленая пунктирная линия – значения параметра $|\Omega|$ для пространственно-однородного частично синхронного режима, рождающегося вместе с солитонным химерным режимом из полностью асинхронного состояния при $\alpha = \alpha^*$. Видно, что существует интервал значений параметра α,

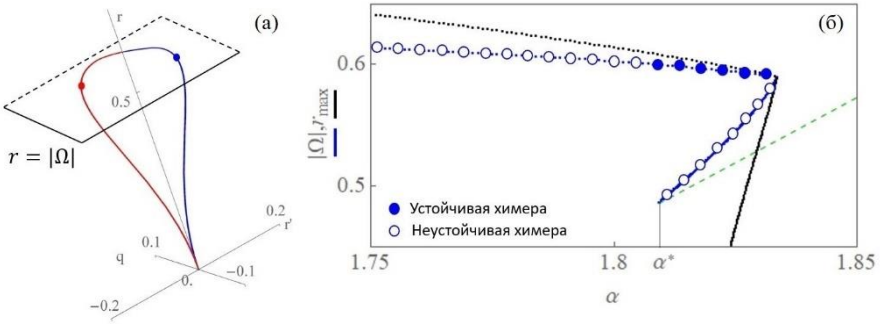


Рис. 1

где может реализовываться устойчивый солитонный химерный режим, когда малая устойчивая группа синхронных осцилляторов может существовать на асинхронном фоне в среде фазовых осцилляторов большой длины (см. рис. 2).

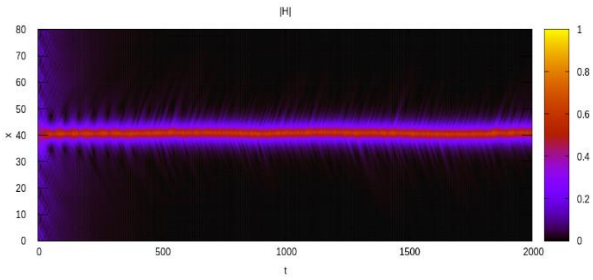


Рис. 2

В данной работе был исследован на существование и устойчивость класс стационарных солитонных химер в системе нелокально связанных фазовых осцилляторов с диффузией среднего поля.

Работы выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект 17-12-01534). Анализ устойчивости проведен при поддержке РФФИ (проект 19-52-12053).

[1] Smirnov L.A., Osipov G.V., Pikovsky A. // J. Phys. A 2017. Vol. 50. P. 08LT01.
[2] Ott E., Antonsen T.M. // Chaos. 2008. Vol. 18. P. 037113.

ДИНАМИКА ИСКУССТВЕННОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ В МОДЕЛИРОВАНИИ ЗАДАЧИ КОНТЕКСТНО-ЗАВИСИМОГО ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЯ

П.А. Клюшенкова[1)], О.В. Масленников[2)]

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

Искусственные нейронные сети являются важным инструментом машинного обучения. Помимо мощных методов анализа данных, ИНС в применении к задачам нейробиологии предоставляют новые подходы к построению моделей сложного поведения, нейронной активности, а также для исследования оптимизации нейронных систем способами, для которых традиционные модели не предназначены.

В настоящей работе рассмотрено применение методов глубокого обучения для решения задачи контекстно-зависимого выбора, а также возможность проекции параметров обученной сети на спайковую сеть для успешного решения той же задачи.

При использовании метода обучения с учителем, применяющегося в данной работе, система обучается ставить в соответствие каждому элементу из входного набора данных $\{x^{(i)}\}$, i = 1,…, N определенный выход $y_{target}^{(i)}$. Обучение сети производится за счет минимизации функции ошибки. Для решения этой задачи существует ряд методов глубокого обучения, среди которых один из распространенных – метод стохастического градиентного спуска.

Одной из фундаментальных архитектур ИНС является рекуррентная нейронная сеть, способная обрабатывать информацию во времени.

Модель, использующаяся в работе, состоит из N элементов, связанных между собой, и задается следующим образом:

$$\boldsymbol{\tau}^d \circ \frac{dx}{dt} = -\boldsymbol{x} + W^{rate}\boldsymbol{r}^{rate} + \boldsymbol{I}_{ext}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{\tau}^d \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – время затухания синаптического тока для N элементов системы,
$\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – аналог мембранного потенциала,
$W^{rate} \in \mathbb{R}^{N\times N}$ – матрица синаптических связей системы,
$\boldsymbol{r}^{rate} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – оценка частоты активации каждого элемента системы, получаемая путем поэлементного применения нелинейной передаточной функции к переменной синаптического тока:

$$r_i^{rate} = \phi(x_i), \quad (2)$$

В качестве функции активации была использована сигмоида:

$$\phi(x) = \frac{1}{1 + exp(-x)}, \quad (3)$$

Внешний ток I_{ext} складывался из внешнего стимулирующего сигнала, подающийся в сеть с использованием матрицы связи W_{in}, и белого Гауссового шума:

$$\boldsymbol{I}_{ext} = W_{in}\boldsymbol{u} + \mathcal{N}(0, 0.01). \quad (4)$$

Где u – изменяющийся во времени входной сигнал ($u \in \mathbb{R}^{N_{in}\times 1}$)
W_{in} – Гауссова случайная матрица с нулевым средним и единичной дисперсией,

N_{in} – число входных сигналов, варьирующееся в зависимости от задачи,
$\mathcal{N}(0, 0.01)$ – белый Гауссовский шум с нулевым средним и дисперсией 0,01.

Выходной сигнал сети в момент времени t вычисляется следующим образом:

$$o^{rate}(t) = W_{out}^{rate} \boldsymbol{r}^{rate}(t). \quad (5)$$

Где W_{out}^{rate} вектор выходных весов ($W_{out}^{rate} \in \mathbb{R}^{1\times N}$).

Отличия моделей спайковых нейронов от частотных, связанные с учетом эволюции внутреннего состояния нейрона во времени, осложняют распространение на них математически обоснованных методов обучения, применимых к частотным нейронным сетям. В настоящей работе продемонстрировано применение метода трансляции параметров из обученной частотной сети в спайковую.

Модель спайковой сети, используемая в работе представлена ниже:

$$\tau_m \frac{d\boldsymbol{v}}{dt} = -\boldsymbol{v} + W^{spk}\boldsymbol{r}^{spk} + I_{ext}, \quad (6)$$

Где $\tau_m = 10$мс - постоянная времени мембраны,
$\boldsymbol{v} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – переменная мембранного напряжения,
$W^{spk} \in \mathbb{R}^{N\times N}$ – матрица связей между элементами сети,
$\boldsymbol{r}^{spk} \in \mathbb{R}^{1\times N}$ – последовательность спайков, отфильтрованная синаптическим фильтром.

$$\frac{dr_i^{spk}}{dt} = -\frac{r_i^{spk}}{\tau_i^d} + s_i$$
$$\frac{ds_i}{dt} = -\frac{s_i}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_r \tau_i^d} \sum_{t_i^k < t} \delta\left(t - t_i^k\right). \quad (7)$$

Где τ_i^d – время затухания синаптического тока для i-го элемента,
τ_r время нарастания синаптического тока.
Последовательность импульсов, создаваемая элементом i, представлена как сумма δ-функций, где t_i^k относится к k-му спайку, испускаемому i-м элементом.

Сигнал на выходе спайковой сети:

$$o^{spk}(t) = W_{out}^{spk}\boldsymbol{r}^{spk}(t). \quad (8)$$

При переносе параметров спайковая сеть инициализируется так, чтобы иметь ту же топологию, что и частотная. Входная матрица весов (W_{in}) и константы времени синаптического распада ($\boldsymbol{\tau}^d$) передаются в сеть без каких-либо изменений. Рекуррентная матрица связности (W^{rate}) и веса выходного слоя (W_{out}^{rate}) масштабируются. Предполагается линейная связность между весовыми коэффициентами в матрицах связи частотной и спайковой сети:

$$W^{spk} = \lambda W^{rate}. \quad (9)$$

Задача контекстно-зависимого выбора была описана группой ученых во главе с Валерио Манте в 2013 году [5]. Эксперимент заключался в обучении двух макак выполнять задачу по разделению восприятия на одном и том же наборе зрительных стимулов в зависимости от контекста. Обезьяны были проинструктированы кон-

текстным сигналом различать преобладающее направление движения или преобладающий цвет зрительно предъявляемого облака точек и сообщать о своем выборе с помощью саккады одной из двух визуальных целей.

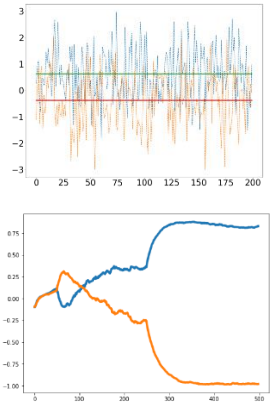
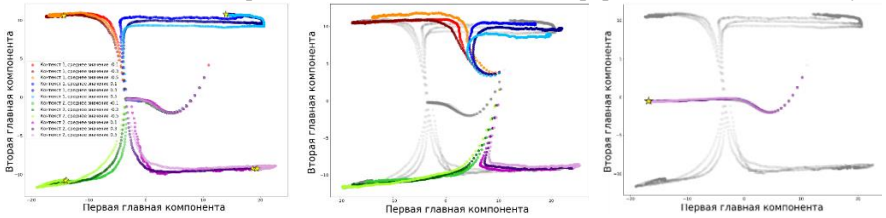


Рис. 1

Для моделирования этой задачи далее в данной работе используется рекуррентная нейронная сеть. Данные о цвете и движении представляются двумя потоками нормально распределенных шумных сигналов, подающихся на вход сети. Средние значения этих сигналов соответствуют средней силе движения и преобладающему цвету в данном испытании и для простоты имеют различные знаки для различных направлений движения/цветов (рис. 1 б). Контекстный вход принимает одно из двух значений (0 или 1), которые инструктируют сеть различать либо движение, либо цветовой ввод. Сеть была обучена определять знак среднего значения выбранного контекстом входного сигнала, выдавая выходное значение $y_{target}^{(i)} = sign(\langle x_t^{(i)} \rangle_t)$, стремящееся к +1 в случае положительного среднего входного сигнала, и к -1 в обратном случае (рис. 1).

Для исследования динамики обученной сети применялся метод главных компонент. Результаты проецирования усредненной по реализациям сетевой активности приведены на рис. 2а. Можно видеть, что проекции разделяются по значению контекста и знаку среднего значения на 4 группы. До подачи входного импульса, система является автономной и стремится к состоянию равновесия, показанному на рис. 2в. В интервале подачи входного стимула траектория стремится, в зависимости от контекста и среднего значения сигнала, к одному из состояний равновесия неавтономной системы (рис. 2б). После выключения входного сигнала в системе существует два состояния равновесия для каждого из контекстов. Подача входного воздействия однозначно определяет, в бассейн притяжения какого из аттракторов попадет траектория. По этому аттрактору можно распознать контекст и знак входного сигнала.

Существенным недостатком метода главных компонент для анализа сетевой активности в задачах нейробиологии является то, что информация о входных стимулах



а б в

Рис. 2

и ответах не принимается во внимание. Для решения этой проблемы далее в работе был использован метод разъединенных главных компонент, который разбивает популяционную активность на несколько компонентов, выявляющих зависимость от параметров задачи, таких как стимулы и ответы.

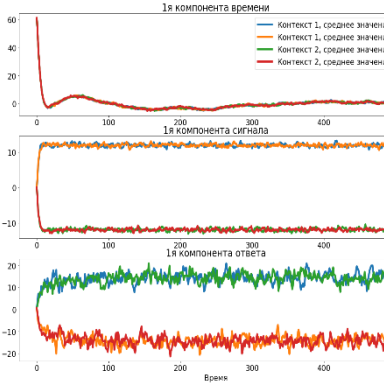


Рис. 3

На рис. 3 представлены результаты применения метода разъединенных главных компонент. На рис. 3а представлена первая компонента, независящая от условий. Независимость этой компоненты от параметров задачи объясняет то, что значения, отображенные на графике близки для каждой из четырех подгрупп. рис. 3б иллюстрирует первые компоненты стимула. Этот график наглядно отображает цель метода разъединенных главных компонент по разделению параметров задачи. Видно, что компоненты для одинаковых контекстов близко перекрываются.

В ходе работы подходы глубокого обучения были применены для построения РНС, моделирующей когнитивную задачу контекстно-зависимого выбора. На основе обученной частотной сети построена спайковая рекуррентная нейронная сеть, способная решать ту же задачу. Для анализа динамики сетей применены метод главных компонент и метод разъединенных главных компонент. Наблюдался выход системы на один из четырех аттракторов в зависимости от параметров входного сигнала, по этому аттрактору можно распознать контекст и знак входного сигнала.

[1] Kandel E.R., Schwartz J.H., Jessell T.M. Principles of Neural Science // Neurology /, 2000. Vol. 4, № 22. P. 1414.

[2] Devlin J., Chang M.-W. , Lee K., Toutanova K. Bert: Pre-training of deep bidirectional transformers for language understanding. // arXiv preprint arXiv.1810.04805. 2018.

[3] Britten K. H., Shadlen M. N., Newsome W. T., Movshon J. A. The analysis of visual motion: a comparison of neuronal and psychophysical performance. // Journal of Neuroscience. 1992. № 12. С. 4745–4765.

[4] Roitman J. D. and Shadlen M. N. Response of neurons in the lateral intraparietal area during a combined visual discrimination reaction time task. // J. Neurosci. 2002. № 22. С. 9475–9489.

[5] Mante V., Sussillo D., Shenoy K. V., Newsome W. T., Context-dependent computation by recurrent dynamics in prefrontal cortex. // Nature. 2013. № 503. С. 78–84.

ЕМКОСТЬ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ СПАЙКОВОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ

Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Рабочая память – это ограниченная по емкости часть памяти человека, которая сочетает в себе временное хранение и манипулирование информацией. В парадигме с отсроченным ответом, кратко представляемый стимул должен сохраняться в течение нескольких секунд до выполнения задачи. В течение этого периода наблюдается усиленная активность нейронов, которая считается нейрональным коррелятом рабочей памяти [1].

Предполагается, что образ поддерживается рабочей памятью за счет кратковременного усиления связей внутри нейронной сети, активированной стимулом. Усиление связей вызвано повышенным уровнем остаточного кальция в пресинаптических терминалях нейронов, которые кодируют этот элемент. 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:

$$\tau_m \dot{V}_i = V_r - V_i + I_i^{(rec)}(t) + I_i^{(ext)}(t), \quad (1)$$

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, τ_F – время восстановления уровня кальция, τ_D - время восстановления нейропередатчиков.

Мгновенная эффективность синапса:

$$\widehat{J_{ij}}(t) = J_{ij} u_j(t) x_j(t), \quad (4)$$

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:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \quad (5)$$

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%. На рис. 1 показана динамика сети в зависимости от времени при τ_F = 1500 мс и τ_D =200 мс, 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.

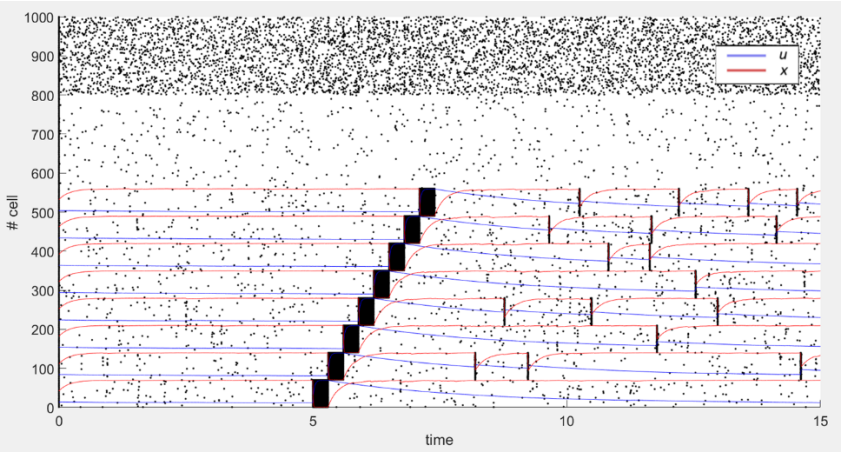


Рис. 1

Рассмотрено влияние параметров модели рабочей памяти сети на основе спайковых нейронных сетей на воспроизведение эффекта сохранения образов памятью. Отмечено, что достижение данного эффекта возможно при соблюдении баланса параметров сил связей и фонового воздействия, при этом все соотношения важны. Небольшое изменение значений параметров может привести к отсутствию воспроизведения образов, сливанию образов в памяти или появлению синхронной активности кластеров до внешней стимуляции.

В работе [2] оценивалась емкость рабочей памяти частотной модели в зависимости от временных параметров синаптической пластичности. В данной работе проведено исследование влияния параметров τ_F и τ_D на количество сохраненных образов в

рассматриваемой спайковой модели сети. Емкость вычислялась как среднее количество сохраненных воспоминаний на 10 повторений, при этом каждое повторение – разная реализация внешнего шума. Получены зависимости емкости памяти сети от времен синаптической пластичности при силах связи внутри кластеров J_p =2.7 (рис. 2) и J_p =2.3 (рис. 3) и параметрах внешнего воздействия μ_{ext}=10 и σ^2_{ext}=12.

Отмечено, что при увеличении параметра времени восстановления уровня кальция τ_F значение емкости увеличивается в среднем. Показано, что увеличение потенциированного уровня соединений J_p от возбуждающего нейрона к возбуждающему приводит к увеличению емкости в среднем, при этом зависимость от времен синаптической пластичности сохраняется. Небольшие изменения параметров сил связей между остальными нейронами также приводят к изменению емкости сети в среднем.

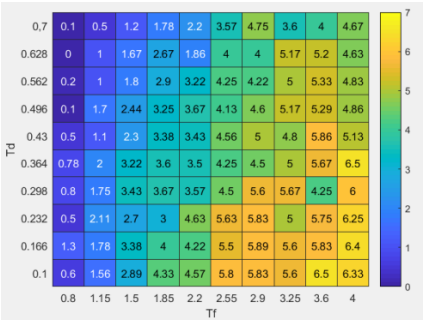


Рис. 2

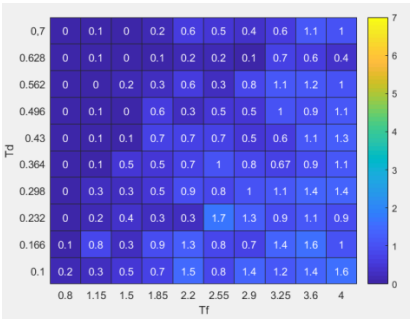


Рис. 3

Получена зависимость емкости памяти сети при различных комбинациях параметров внешнего воздействия μ_{ext} и σ^2_{ext} и при фиксированных значениях параметров времен синаптической пластичности (рис. 4). Уменьшение общей активности сети за счет уменьшения параметров среднего значения и дисперсии фонового воздействия шума приводит к уменьшению емкости в среднем, при этом зависимость от времени восстановления уровня кальция τ_F и времени восстановления нейропередатчиков τ_D сохраняется.

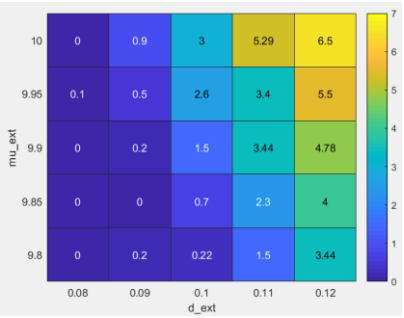


Рис. 4

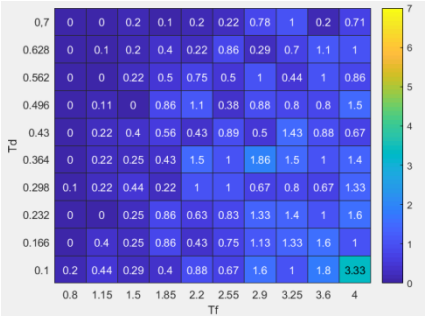


Рис. 5

Исследовано влияние наличия перекрывающихся связей между кластерами нейронов, когда часть нейронов популяций, кодирующих образ, имеют сильные связи с другими популяциями, в модели рабочей памяти сети на емкость рабочей памяти. Получена зависимость емкости от времен синаптической пластичности при наличии 5.5% общих нейронов в соседних кластерах при J_p =2.3 (рис. 5). Зависимость схожа с зависимостью емкости от параметров синаптической пластичности аналогичной сети без перекрывающихся ансамблей (рис 3).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках госзадания (соглашение 0729-2020-0040) и при поддержке РФФИ в рамках проекта 20-32-90157.

[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.

СИНХРОНИЗАЦИЯ В НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНОЙ СЕТИ

С.Ю. Маковкин, Е.А. Козинов, С.Ю. Гордлеева, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование эффектов синхронизации в динамике систем, состоящих из взаимодействующих биологических осцилляторов, является одним из передовых направлений современной радиофизики. Яркий пример таких систем представляют собой сети, состоящие из взаимодействующих клеток мозга – нейронов и астроцитов. Нейроны, способные генерировать электрические импульсы, считаются основными сигнальными клетками мозга. Совсем недавно было обнаружено, что астроциты также способны генерировать кальциевые импульсы в ответ на прохождение импульсных сигналов по нейронной сети. Считается, что кальциевые импульсы в астроцитах вовлечены в биофизические механизмы двунаправленного взаимодействия между нейронами и астроцитами. Обладая собственной нетривиальной динамикой, нейронные и кальциевые осцилляторы формируют сети со сложными межклеточными взаимодействиями. Данная работа посвящена исследованию нелинейных эффектов коллективной динамики нейрон-астроцитарных сетей таких, как синхронизация, формирование структур активности, регуляризация и хаотизация колебаний. Считается, что эти феномены лежат в основе различных процессов обработки информации в мозге, например, обучения и памяти, понимание механизмов, которых составляет одну из приоритетных и актуальных задач современной радиофизики. Понимание механизмов астроцитарной регуляции нейронной активности открывает целый ряд потенциальных возможностей для опосредованного терапевтического воздействия на нейронные сети мозга.

В работе изучается влияние астроцитов на процессы передачи сигналов в нейронной сети. Была рассмотрена архитектура нейрон-астроцитарной сети в виде взаимодействующих трех колец, соответствующая экспериментальным данным об организации сетей в мозге. Первое кольцо системы представляет собой ансамбль возбуждающих нейронов, каждый из которых стимулируется некоррелированным процессом Пуассона, моделирующим воздействие внешней нейронной сети. Второе кольцо системы представляет собой сеть тормозных нейронов, которые получают сигналы от возбуждающих нейронов, и которые находятся под воздействием астроцитов, образующих третье кольцо рассматриваемой сети. Генерация кальциевых импульсов в астроцитах индуцируется активностью первого кольца системы. Действие астроцитов сводится к изменению амплитуд воздействия возбуждающих нейронов на тормозные, а также к изменению эффективных сил связей во втором кольце. В работе исследуется коллективная динамика сигнализации тормозных нейронов. Динамика нейрон-астроцитарного взаимодействия в элементарной ячейке рассматриваемой сети, состоящей из двух нейронов и двух астроцитов, была изучена ранее [1].

В качестве описания динамики мембранного потенциала нейрона была выбрана модель Ходжкина-Хаксли [3] с модификацией Майнена [4]. Однонаправленная импульсная связь между нейронами моделирует динамику химического синапса [1]. Динамика внутриклеточной концентрации кальция в астроцитах описывается моделью Уллаха-Юнга [2]. Воздействие астроцитов на нейроны моделировалось с помощью ранее предложенного подхода [1]. При достижении концентрацией кальция

порога, активировалась астроцитарная регуляция синаптической передачи в сети тормозных нейронов. Были рассмотрены экспериментально подтвержденные эффекты астроцит-опосредованного усиления и подавления силы синаптической связи в нейронной сети.

Для исследования влияния астроцитарной регуляции передачи сигналов на коррелированность сигнализации нейронной сети для временных рядов мембранных потенциалов тормозных нейронов был рассчитан коэффициент синхронизации, а также средняя частота генерации. Общий для всей сети коэффициент синхронизации рассчитывался как среднее значение коэффициентов синхронизации для каждой пары нейронов в сети во временном окне 500 мс. Были рассчитаны области параметров модели соответствующие синхронизации в нейронной сети.

Показано, что астроцитарная регуляция передачи сигналов между нейронами влияет на установление синхронизации активности нейронного ансамбля на временах кальциевой динамики в астроцитах. Было выявлено, что влияние астроцитов может приводить как к расширению области синхронизации, так и к смещению ее границ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Соглашение № 074-02-2018-330(1).

[1] Makovkin S. Y. et al. Astrocyte-induced intermittent synchronization of neurons in a minimal network // Chaos, Solitons & Fractals. 2020. Vol. 138. P. 109951.
[2] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A. H. Anti-phase calcium oscillations in astrocytes via inositol (1, 4, 5)-trisphosphate regeneration // Cell calcium. 2006. Vol. 39, №. 3. P. 197.
[3] Hodgkin A. L., Huxley A. F. A quantitative description of membrane current and its application to conduction and excitation in nerve // The Journal of physiology. 1952. Vol. 117, №. 4. P. 500.
[4] Mainen Z. F. et al. A model of spike initiation in neocortical pyramidal neurons // Neuron. 1995. Vol. 15, №. 6. P. 1427.

УЕДИНЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ГЛОБАЛЬНО СВЯЗАННЫХ ФАЗОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ С ИНЕРЦИЕЙ

В.О. Муняев[1)], М.И. Болотов[1)], Л.А. Смирнов[1, 2)], Г.В. Осипов[1)], И.В. Белых[1, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт прикладной физики РАН
[3)] Государственный университет Джорджии, США

Коллективная динамика сложных систем различной природы, в частности синхронизация и формирование кластерных состояний, является одним из центральных направлений исследований в нелинейной динамике [1]. Переход от режима полной синхронизации ансамбля к асинхронным режимам может происходить различным образом, например, через состояния частичной синхронизации, а именно, через уединенные состояния [2]. Для уединенных состояний характерно, что отдельные «уединенные» осцилляторы при вариации параметров системы начинают покидать синхронный кластер в случайных положениях в пространстве [2]. Примеры уединенных состояний были найдены в различных ансамблях связанных элементов, системах нелокально связанных элементов [3], системах осцилляторов Стюарта–Ландау [4].

В работе рассматривается ансамбль N глобально связанных идентичных фазовых осцилляторов, представляющий собой систему Курамото–Сакагучи с инерцией, состояния элементов которого определяются фазами θ_n и фазовыми скоростями $\dot{\theta}_n$ ($n = 1,2,\dots,N$), динамика которых подчиняется системе дифференциальных уравнений

$$m\ddot{\theta}_n + \dot{\theta}_n = \omega + \frac{1}{N}\sum_{\tilde{n}=1}^{N}\sin(\theta_{\tilde{n}} - \theta_n - \alpha), \qquad (1)$$

где m – масса элементов, ω – постоянный вращательный момент, а параметр α – фазовый сдвиг в связи.

Несмотря на высокую степень симметрии системы (1), в ней возможна реализация различных несинфазных устойчивых режимов движения. В данном исследовании изучается конкретный вид движения – уединенные состояния, которые характеризуются синфазной динамикой всех элементов за исключением единственного, движущегося отдельно. На рассматриваемом многообразии $D(2) = \{\theta_1 = \Theta_s, \dot{\theta}_1 = \dot{\Theta}_s, \theta_2 = \dots = \theta_N = \Theta, \dot{\theta}_2 = \dots = \dot{\theta}_N = \dot{\Theta}\}$ динамика функции отстройки $X = \Theta_s - \Theta$, представляющей собой разность фаз уединенного элемента Θ_s и синхронного кластера Θ, будет задаваться следующим уравнением

$$m\ddot{X} + \dot{X} = \frac{N-2}{N}\sin\alpha - \frac{N-1}{N}\sin(X+\alpha) - \frac{1}{N}\sin(X-\alpha). \qquad (2)$$

Нетрудно показать, что уравнение (2) эквивалентно хорошо изученному уравнению маятника $\Phi''(\tau) + \lambda\Phi'(\tau) + \sin\Phi(\tau) = \gamma$ [5] (достаточно выполнить замену $X(t) = \Phi\left(\lambda\frac{R}{N}t\right) - \operatorname{sgn}\alpha\arccos\left(\frac{N}{R}\cos\alpha\right)$, где параметры $\lambda = \sqrt{\frac{N}{mR}}$, $\gamma = \frac{N-2}{R}\sin\alpha$ и $R = \sqrt{(N-1)^2 + 1 + 2(N-1)\cos 2\alpha}$), бифуркационная диаграмма которого приведена на рисунке 1. При $\gamma \geq 0$ диаграмма делится на три области: в D_1 существует два состоя-

ния равновесия, седло и устойчивый фокус (узел); в D_2 сосуществуют устойчивое 2π-периодическое по Ф движение и устойчивый фокус (узел); в D_3 существует только устойчивое вращательное периодическое движение. Области D_1 и D_2 разделены бифуркационной кривой Трикоми T, хорошей аппроксимацией которой является выражение $\mathrm{T}(\lambda) = \frac{4}{\pi}\lambda - 0.305\lambda^3$ [5]. Для значений $\gamma < 0$ диаграмма может быть расширена исходя из симметрии уравнения: $\Phi \to -\Phi$, $\gamma \to -\gamma$. Таким образом, при $t \to \infty$ отстройка X либо выходит на некоторое стационарное значение, либо совершает вращательные колебания. Мы остановимся на втором, менее тривиальном случае *бризерных* уединенных состояний, характеризующихся переменной отстройкой X.

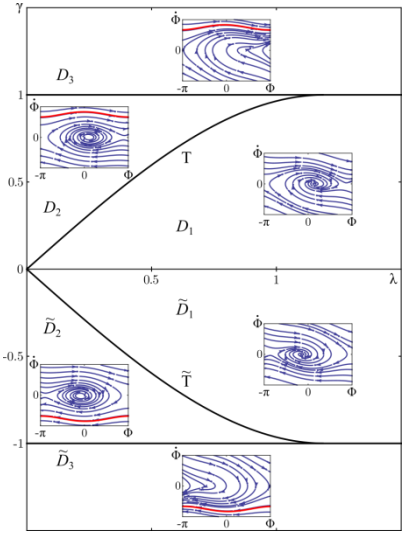


Рис. 1

Области существования *бризерных* уединенных состояний определяются неравенством $\frac{N-2}{R}|\sin\alpha| > \mathrm{T}\left(\sqrt{\frac{N}{mR}}\right)$, где $\mathrm{T}(.)$ – функция кривой Трикоми, при этом их границы задаются следующими параметрическими выражениями:

$$\sin\alpha = \pm\frac{\mathrm{T}(p)N}{\sqrt{(N-2)^2+4\mathrm{T}^2(p)(N-1)}}, m(p) = \frac{1}{p^2}\sqrt{1+4\mathrm{T}^2(p)\frac{N-1}{(N-2)^2}}, \quad (3)$$

где параметр $p \in [0, p^*]$ ($\mathrm{T}(p^*) = 1$, $p^* \approx 1.187$). На рисунке 2 представлены примеры искомых областей существования (ограничены черными кривыми) для ансамблей различных размеров N (при $\alpha < 0$ картина зеркально симметрична). Нетрудно показать, что области оказываются вложенными друг в друга. Кроме того, *бризерные* уединенные режимы возможны только при $m > m_c = \frac{1}{p^{*2}(N-2)}$.

Для поиска *бризерных* уединенных состояний в исходной системе (1) была разработана соответствующая процедура, состоящая из двух этапов. На **первом** шаге в системе (2) требуется найти устойчивую вращательную траекторию $x(t)$: $x(t+T_x) = x(t) + 2\pi$, где T_x – период вращения. К сожалению, вращательное решение $x(t)$ не может быть записано аналитически. Для его поиска можно использовать численные методы (см., например, [7]). Так же в некоторых предельных случаях оказывается возможным построение приблизительного выражения. С помощью метода Пуанкаре–Линдштедта нами были найдены несколько первых членов асимптотического ряда $x(t)$ для случая большой массы m:

$$x(t) \approx \Omega_p t + \frac{1}{m\Omega_p}\left(\cos\Omega_p t - 1 + \Omega_p^{-1}\cos\alpha\sin\Omega_p t\right), \quad (4)$$

где $\Omega_p = \frac{N-2}{N}\sin\alpha$. В силу ограниченности области существования *бризерных* уединенных режимов снизу значением m_c аппроксимация (4) оказывается достаточно точной в широкой области интересующих значений параметров. На **втором** шаге находятся начальные условия для уединенного элемента и элементов синхронного кластера:

$$\Theta_s(0) - \Theta(0) = x(0),$$
$$\dot{\Theta}_s(0) = \omega - \frac{1}{N}\sin\alpha - \frac{N-1}{mN(e^{T_x/m}-1)}\int_0^{T_x} e^{t'/m}\sin(x(t')+\alpha)\,dt', \quad (5)$$
$$\dot{\Theta}(0) = \omega - \frac{N-1}{N}\sin\alpha + \frac{1}{mN(e^{T_x/m}-1)}\int_0^{T_x} e^{t'/m}\sin(x(t')-\alpha)\,dt'.$$

При выбранных начальных условиях для $\forall t \geq 0$: $\Theta_s(t) - \Theta(t) = x(t)$. Можно показать, что решения $\Theta_s(t)$ и $\Theta(t)$ имеют следующую структуру: $\Theta_s(t) = \Omega_s t + \widetilde{\Theta}_s(t)$ и $\Theta(t) = \Omega t + \widetilde{\Theta}(t)$, где $\widetilde{\Theta}_s(t)$, $\widetilde{\Theta}(t)$ – функции с периодом T_x, а $\Omega_s - \Omega = 2\pi/T_x$.

Подробно была исследована линейная устойчивость *бризерных* уединенных состояний. Аналитически показано, что мультипликаторы уединенной траектории имеют значения 1, $e^{-T_x/m}$, μ_1 и μ_2, которые встречаются в спектре, соответственно 2, 2, $N-2$ и $N-2$ раз, причем μ_1 и μ_2 являются мультипликаторами уравнения

$$m\ddot{\xi} + \dot{\xi} + \left(\frac{N-1}{N}\cos\alpha + \frac{1}{N}\cos(x(t)-\alpha)\right)\xi = 0. \quad (6)$$

Один из единичных мультипликаторов связан с вращательной периодичностью отстройки $x(t)$, второй – с инвариантностью системы (1) относительно сдвига фаз на постоянную величину. На рисунке 2 представлены карты устойчивости *бризерных* уединенных режимов для ансамблей с различным числом элементов N. Синий цвет соответствует устойчивым режимам, красный – неустойчивым. Карты показывают, что существует две области неустойчивости движения: узкая область левее $\alpha = \pi/2$ и большая область, примыкающая к границе существования рассматриваемых режимов. Анализ показал, что первая область связана с развитием параметрической неустойчивости, на ее границах наблюдается бифуркация удвоения периода. На левой границе второй области наблюдается бифуркация «вилка». Для описания наблюдаемых областей неустойчивости была развита аналитическая теория, результатом которой являются следующие утверждения:

Утверждение 1. Бифуркация типа «вилка», приводящая к потере устойчивости *бризерного* уединенного состояния, происходит при (оранжевый пунктир на рис. 2)

$$\alpha_c = \frac{\pi}{2} + \frac{N}{2m(N-2)^2} - \frac{N^3(18N^2-27N+13)}{96m^3(N-2)^6} + o(m^{-3}). \quad (7)$$

Утверждение 2. Нижняя точка (α^*, m^*) (оранжевая точка на рис. 2) области параметрической неустойчивости приближенно может быть найдена с помощью выражений

$$\alpha^* = \arcsin\left(\frac{1}{N-2}\right), m^* = 4N\frac{N-1}{N-2}\sqrt{N^2-4N+3}. \quad (8)$$

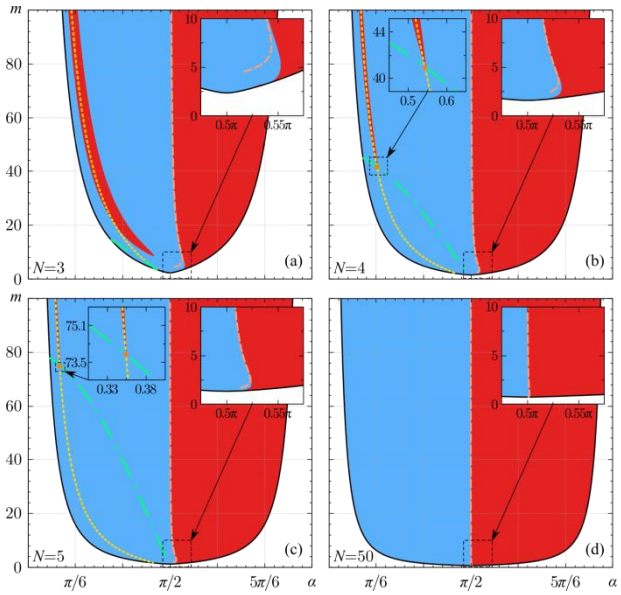


Рис. 2

Аналитические результаты получены при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № 0729-2020-0036). Численные результаты поддержаны Российским научным фондом (грант № 19-12-00367).

[1] Pikovsky A., Rosenblum M. // Chaos. 2015. Vol. 25, № 9. P. 097616.
[2] Maistrenko Y., Penkovsky B., Rosenblum M. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 89, № 6. P. 060901.
[3] Jaros P., Maistrenko Y., Kapitaniak T. // Phys. Rev. E. 2015. Vol. 91, № 2. P. 022907.
[4] Schmidt L., Krischer K. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90, № 4. P. 042911.
[5] Andronov A.A., Vitt A.A., Khaikin S.E. Theory of Oscillators. – Pergamon, 1966, 815 pp.
[6] Belykh I.V., Brister B.N., Belykh V.N. // Chaos. 2016. Vol. 26, № 9. P. 094822.
[7] Bolotov M.I., Munyaev V.O., Kryukov A.K., Smirnov L.A., Osipov G.V. // Chaos. 2019. Vol. 29, № 3. P. 033109.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВЯЗЕЙ НА ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ В АНСАМБЛЕ ДВУХ НЕЙРОНОВ ХИНДМАРШ-РОУЗ С ХИМИЧЕСКИМИ СВЯЗЯМИ

Е.Ю. Семенюта, Т.А. Леванова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Экстремальные события (ЭС) - редкие и непредсказуемые события, которые сильно отклоняются от нормы. Одним из ярких примеров ЭС в нейронауке и медицине являются эпилептические припадки [1]. Математически ЭС могут быть описаны как нерегулярные, достаточно сильные отклонения некоторой наблюдаемой величины (например, мембранного потенциала нейронов) от характерного диапазона принимаемых ею значений при изменении управляющего параметра. В работе [2] был введен статистический критерий ЭС. Событие является ЭС, если его амплитуда превышает критический уровень H_s, который задается как

$$H_s = \mu + 6\sigma, \tag{1}$$

где μ – выборочное среднее, σ - среднеквадратическое отклонение.

В данной работе мы изучаем влияние электрических связей на ЭС и хаотическую динамику, наблюдаемую в минимальном ансамбле двух пачечных нейронов Хиндмарш-Роуз с химическими связями. Математическая модель такого ансамбля описывается системой ОДУ вида:

$$\begin{cases} \dot{x_\iota} = y_i + bx_i^2 - ax_i^3 - z_i + I - k_i(x_i - v_s)\Gamma(x_j) + k(x_j - x_i) \\ \dot{y_i} = c - dx_i^2 - y_i \\ \dot{z_i} = r[s(x_i - x_R) - z_i] \\ i, j = 1, 2 (i \neq j), \end{cases} \tag{2}$$

где x_i – мембранный потенциал i –го нейрона, y_i и z_i – быстрые и медленные ионные токи, текущие через мембрану i –го нейрона. Параметр $r \ll 1$ определяет соотношение временных масштабов этих токов, в исследовании $r = 0.001$. Параметр I описывает внешний ток, приложенный к нейрону, $I = 4$. Остальные параметры описывают нелинейность проводимости мембраны. В данной работе были использованы типичные значения, при которых изолированный нейрон генерирует пачечную активность: $a = 1, b = 3,\ c = 1, d = 5, x_R = -1.6,\ s = 5$.

Химические синаптические связи описываются слагаемым $k_i(x_i - v_s)\Gamma(x_j)$, где

$$\Gamma(x) = \frac{1}{1 + exp(-\lambda(x - \Theta))} \tag{3}$$

является сигмоидной функцией с параметрами $\lambda = 10,\ \Theta = -0.25,\ v_s = 2$. Параметры $k_{1,2}$ являются управляющими параметрами в системе и отвечают за силу химической связи. Изменяя их значения, мы можем моделировать различные типы химических синаптических взаимодействий: взаимные тормозящие связи ($k_{1,2} < 0$), взаимные возбуждающие связи ($k_{1,2} > 0$), а также случаи, когда одна из связей является возбуждающей, а другая тормозящей ($k_1 > 0,\ k_2 < 0$ или наоборот). Электрическая синаптическая связь между элементами описывается в соответствии с

принципом диффузии с помощью слагаемого $k(x_j - x_i)$, где параметр k отвечает за силу связи.

Ранее в статье [3] для аналогичного ансамбля с чисто химическим взаимодействием между элементами в широком диапазоне параметров $k_{1,2}$ было показано существование ЭС, которые представляют собой спайки, наблюдающиеся в ходе временной эволюции переменной $x_{||} = x_1 + x_2$, амплитуды больше уровня H_s. Для изучения влияния электрической связи были численно построены карты ЭС в плоскости параметров $k_{1,2}$ при различных значениях параметра k: $k = 0$ (рис. 1а) и $k = 0.1$ (рис. 1б). Здесь белый цвет соответствует областям, в которых экстремальные события не наблюдаются. Остальные области помечены разными цветами в зависимости от того, сколько ЭС наблюдается при выбранных значениях параметров (карты построены в логарифмическом масштабе). Из рис. 1а,б видно, что при добавлении в систему слабой электрической связи области устойчивости ЭС существенно уменьшились, и ЭС в них стали наблюдаться реже.

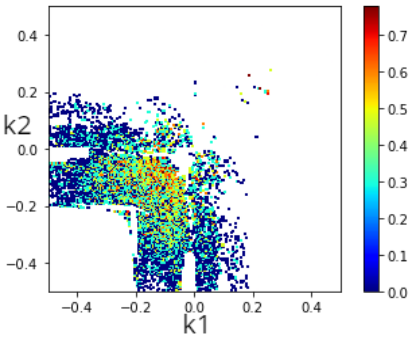


Рис. 1а

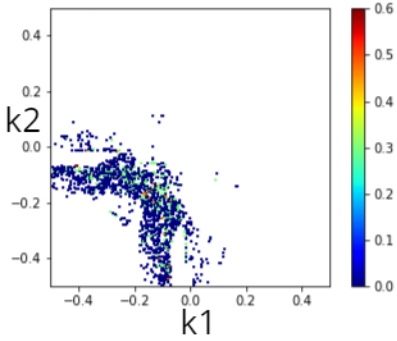


Рис. 1б

Для более подробного исследования были выбраны два случая: (1) тормозящие связи $k_{1,2} = -0.17$ и (2) возбуждающие связи $k_{1,2} = 0.07$. Для этих значений параметров химических связей были построены графики зависимости трех старших ляпуновских показателей от силы электрической связи k (см. рис. 2а,б). Видно, что в обоих случаях существование ЭС связано с феноменом гиперхаоса, когда два старших ляпуновских показателя принимают значение больше нуля ($\Lambda_1 > \Lambda_2 > 0$). При увеличении силы электрической связи до некоторого порогового значения (различного в обоих случаях) происходит эволюция соответствующего хаотического аттрактора. Сначала разрушается гиперхаотический режим (соответствующий ЭС), затем практически сразу хаотический режим становится регулярным. Из рис. 2а,б видно, что при дальнейшем увеличении параметра электрической связи k снова могут возникать хаотические режимы, однако гиперхаос уже не наблюдается, и ЭС не возникают. При достаточно сильной электрической связи элементы демонстрируют синфазную пачечную активность.

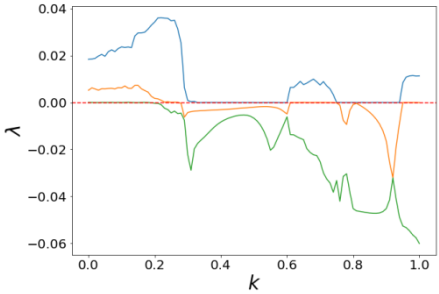


Рис. 2а

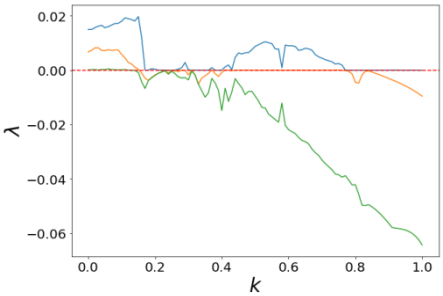
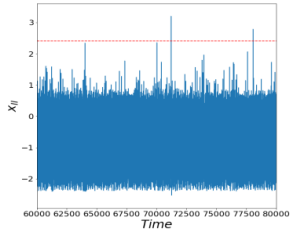
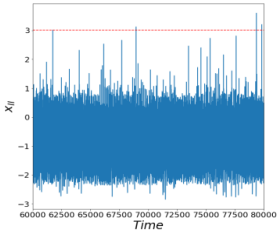


Рис. 2б

Примеры гиперхаотических режимов, связанных с ЭС, представлены на рис. 3а ($k_{1,2} = -0.17, k = 0$) и рис. 3б ($k_{1,2} = -0.17, k = 0.1$). Верхний ряд рисунков представляет собой временные диаграммы, средний ряд – проекции фазового пространства на плоскость (x_1, x_2), нижний ряд – функция плотности вероятности (PDF). Красным пунктиром обозначен уровень H_s. Видно, что в первом случае (рис. 3а, нижняя панель) наблюдается распределение ЭС типа король-дракон [3].

Таким образом, в ходе проведенного исследования было показано, что существование ЭС в системе (2) с химическими тормозящими связями связано с наличием гиперхаоса. Добавление слабой электрической связи приводит к сокращению областей устойчивости экстремальных событий и возникновению регулярных режимов. Дальнейшее увеличение силы электрической связи приводит к регуляризации нейроноподобной активности. При этом для значений сил связей может из некоторого диапазона может наблюдаться хаотическая активность, не приводящая к возникновению ЭС, которая исчезает при дальнейшем увеличении силы электрической связи.





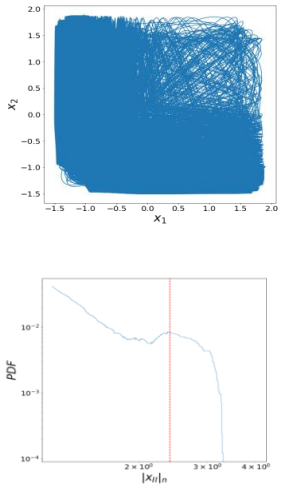


Рис. 3а

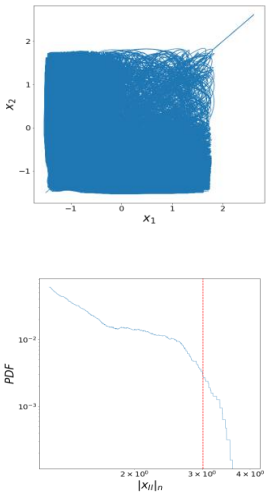


Рис. 3б

Исследование поддержано грантом РНФ 19-72-10128.

[1] Lehnertz K. Epilepsy: Extreme Events in Nature and Society. – Berlin: Heidelberg: Springer, 2006, P. 123.
[2] Dysthe K., Krogstad E. H., Muller P. // Oceanic Rogue Waves, Annual Review of Fluid Mechanics. 2008. Vol. 1, № 40. P. 287.
[3] Mishra A., Saha S., Vigneshwaran M., Pal. P., Kapitaniak T., Dana S. K. // Physical Review E. 2018. Vol. 97, № 6. P. 062311.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОВМЕСТНОГО ВЛИЯНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯРИЗАЦИИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЛОЕВ НА СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОЛЕБАНИЙ СПИН-ТРАНСФЕРНОГО НАНООСЦИЛЯТОРА

А.М. Тузиков[1, 2)], А.В. Половинкин[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
[2)] Научно-образовательный математический центр "Математика технологий будущего"

Введение

Интерес исследователей к спин-трансферному наногенератору обусловлен тем, что он имеет небольшие размеры ~ $10^1 \div 10^2$ нм, малое рабочее напряжение (~ 0.25 В) и широкий диапазон перестройки частоты: ($f \sim 10^1 \div 10^2$ ГГц). Одной из особенностей спиновых наногенераторов является зависимость частоты генерации от амплитуды колебаний. Отметим, что изучение шумовых характеристик спиновых генераторов важно также с прикладной точки зрения, в частности, для его использования в качестве генератора частотного сигнала, генератора спиновых волн, сверхнастраиваемого СВЧ генератора, а также чувствительного датчика магнитного поля.

Стохастическая динамика магнитного момента

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.

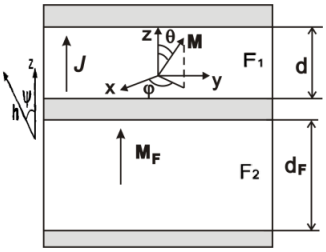


Рис. 1

Далее опишем принцип работы ферромагнитной ячейки основываясь на работе [1], но также учитывая слагаемое полученное Слончевским, описывающее эффект переноса магнитного момента спин-поляризованным током [2], запишем уравнения Ланжевена стохастической динамики вектора намагниченности свободного слоя (рис. 1) в присутствии внешнего магнитного поля **H** и с учётом флуктуаций магнитного поля в форме Ландау-Лифшица в безразмерных переменных в виде [3]:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = \left(\boldsymbol{h}_{eff} + \widetilde{\boldsymbol{h}}(\tau)\right) \times \boldsymbol{m} - \lambda\left(\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}_{eff}\right)\right) + \frac{\beta(\boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{n}))}{1 + \varepsilon(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})}. \qquad (1)$$

Здесь $\tau = |\gamma| M_s t$ – безразмерное время, $M_s = |\boldsymbol{M}|$ – величина намагниченности насыщения, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/|M_s|$ – единичный вектор, указывающий направление вектора намагниченности свободного слоя, **n** – единичный вектор, ортогональный граничным поверхностям слоистой структуры и указывающий направление намагниченности фиксированного слоя, $\mathbf{h}_{\text{eff}}$ – нормиро-

ванная на M_s детерминированная составляющая эффективного магнитного поля, обусловленная внешним магнитным полем **H** и учитывающая магнитную анизотропию среды, k – коэффициент магнитной анизотропии, $\tilde{\mathbf{h}}(\tau)$ – относительная флуктуационная часть магнитного поля, $\lambda{\sim}10^{-2}$ – нормированный параметр магнитной релаксации Ландау-Лифшица, $\beta{\sim}10^{-2}$ – параметр, пропорциональный плотности спин-поляризованного тока J, $\varepsilon = P^2$ – определяет асимметрию спинового момента, P – коэффициент поляризации [4].

Кроме того, следуя [1] и учитывая взаимосвязь релаксационных и флуктуационных характеристик движения магнитного момента, будем предполагать флуктуации магнитного поля изотропным белым гауссовым шумом с функцией корреляции: $\langle \tilde{h}_i(\tau_1)\tilde{h}_j(\tau_2)\rangle = D_h\delta_{ij}\delta(\tau_2 - \tau_1)$, где δ_{ij} – символ Кронекера, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Для анализа эффектов, связанных с воздействием шума, рассмотрим наиболее простой для аналитического исследования случай аксиальной симметрии рис. 1, когда внешнее магнитное поле **H** и намагниченность фиксированного слоя параллельны вектору **n**. Учитывая, что воздействие магнитного поля приводит лишь к поворотам вектора намагниченности свободного слоя, перейдём от векторного уравнения (1) к уравнениям Ланжевена стохастической динамики на единичной сфере для точки, указывающей направление вектора $\mathbf{m}(\tau)$.

$$\dot{\theta} = \lambda sin(\theta)\left(\frac{\beta}{\lambda(1+\varepsilon\, cos(\theta))} - \left(h_z + kcos(\theta)\right)\right) - \tilde{h}_x sin(\varphi) + \tilde{h}_y cos(\varphi) \tag{2а}$$

$$\dot{\varphi} = h_z + kcos(\theta) - \frac{\tilde{h}_x\, cos(\varphi) + \tilde{h}_y\, sin(\varphi)}{tan(\theta)} + \tilde{h}_z. \tag{2б}$$

Исследование статистических характеристик колебаний спин-трансферного наноосцилятора

Для исследования статистических характеристик движения изображающей точки наногенератора в пространстве (θ, φ) запишем уравнение Фоккера-Планка (3), кинетические коэффициенты $K_i^{(1)}$ и $K_{ij}^{(2)}$ для которого нетрудно получить, используя известную методику [5].

$$\frac{\partial W}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial x^i}\left(K_i^{(1)} \cdot W\right) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j}\left(K_{ij}^{(2)} \cdot W\right) \tag{3}$$

$$K_\theta^{(1)} = \lambda sin(\theta)\left(\frac{\beta}{\lambda(1+\varepsilon\, cos(\theta))} - (h_z + kcos(\theta))\right) + \frac{D_h}{2tan(\theta)}, \quad K_\varphi^{(1)} = h_z + kcos(\theta) \tag{4}$$

$$K_{\theta\theta}^{(2)} = D_h, \;\; K_{\varphi\varphi}^{(2)} = \frac{D_h}{sin^2(\theta)}, \;\; K_{\varphi\theta}^{(2)} = K_{\theta\varphi}^{(2)} = 0. \tag{5}$$

Отметим, что уравнение Фоккера-Планка (3) записывается для плотности вероятности *W(θ, φ)*, которая связана очевидным соотношением с плотностью вероятности случайного распределения на поверхности единичной сферы: $W(\theta,\varphi) = W_{sphere}(\theta,\varphi)\sin(\theta)$.

Далее найдем выражение для стационарной плотности вероятности $W_{st}(\theta,\varphi)$. Вследствие очевидной инвариантности задачи относительно поворотов на произвольный азимутальный угол φ, плотность вероятности не зависит от азимутального угла: $W_{st}(\theta,\varphi) = \mathrm{W}_{\theta,\mathrm{st}}(\theta)/2\pi$. Решая стационарное уравнение Фоккера-Планка, получим:

$$W_{\theta,st}(\theta) = Cexp\left\{\frac{\lambda}{k\cdot D_h}\left[\frac{\beta}{\lambda} - h_z - kcos(\theta)\right]^2 + \frac{2\beta\, cos(\theta)}{D_h}\right\}[1+\varepsilon\, cos(\theta)]^{-\frac{2\beta}{D_h\varepsilon}} sin(\theta), \qquad (6)$$

где *C* – константа нормировки.

Представленные ниже графически аналитические и численные результаты получены при следующих значениях параметров: $k = -1$, $\lambda = 0.03$.

Усредняя уравнение (2б) для средней частоты вращения магнитного момента в случае аксиальной симметрии имеем:

$$\langle\omega\rangle = \langle\dot{\varphi}\rangle = h_z + k\langle cos(\theta)\rangle,\ \langle cos(\theta)\rangle = \int_0^\pi cos(\theta)\, W_{\theta,st}(\theta)d\theta. \qquad (7)$$

В случае малых ε с использованием (6), (7) может быть также получено аналитическое выражение для средней частоты генерации в виде:

$$\langle\omega\rangle = \omega_{det} + \Delta\omega_{noisy} \qquad (8)$$

где ω_{det} – в пределах диапазона генерации для бесшумового случая, с точностью до поправки порядка $O(\varepsilon^2)$ совпадает с выражением для частоты генерации в отсутствие шумов, $\Delta\omega_{noisy}$ – шумоиндуцированный сдвиг частоты генерации

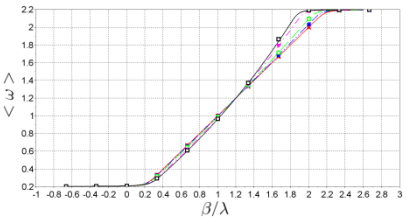


Рис. 2а

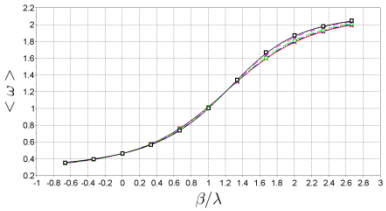


Рис. 2б

На рис. 2а, б видно полное соответствие найденных с использованием аналитического выражения (8) зависимостей $< \omega >$ от плотности спин-поляризованного тока (рис. 2а, б) результатам численного счёта ($D_h = 10^{-4}$(а), $D_h = 10^{-2}$ (б), маркерами отмечены результаты численного моделирования стохастической системы (2), а линия

, , , , ,отмечены результаты расчета с использованием формулы (8), соответственно для значений: ε=0, ε=0.0196(Gd), ε=0.0529(Ni), ε=0.1225(Co), ε=0.16(Fe)). Отметим, что рост интенсивности шума приводит, с одной стороны – к увеличению шумоиндуцированного сдвига средней частоты генерации, но с другой – к частичной компенсации асимметричного отклонения зависимостей средних частот генерации от соответствующих зависимостей для случая $P = 0$.

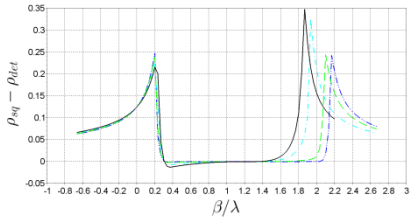


Рис. 3

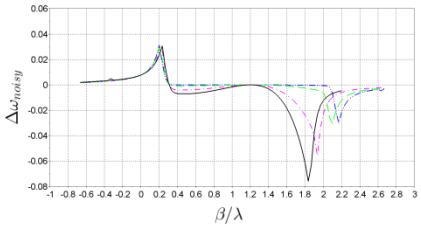


Рис. 4

Была построена зависимость шумоиндуцированного изменения амплитуды $\rho_{sq} - \rho_{det}$ от параметра β/λ для $D_h = 10^{-4}$ (рис. 3). На рис. 3 видно, что амплитуда шумоиндуцированного сдвига растёт с увеличением параметра асимметрии ε, что приводит к частичной компенсации шумом влияния асимметрии. При значениях $\beta/\lambda - h_z$ близких к нулю (что соответствует в отсутствие шума значениям угла θ, близким к $\pi/2$), при малых ε плотность вероятности распределения полярного угла θ (6) близка к симметричной относительно значения $\theta = \pi/2$ и, таким образом, значение $\cos(\theta)$, характеризующее согласно (7) влияние шума на частоту генерации, близко к нулю, следовательно, для таких значений параметров шумоиндуцированный сдвиг частоты не наблюдается (рис. 4).

Работа выполнена в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект #075-02-2020-1483/1.

[1] Brown W.F. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1677.
[2] Slonczewski J. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. L1.
[3] Половинкин А.В., Мишагин К.Г. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 8. С. 20.
[4] Siracusano G., Tomasello R. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2018. Vol. 54. P. 1.
[5] Стратонович Р.Л. Избранные вопросы теории флюктуаций в радиотехнике. – М.: Сов. радио, 1961, 558 с.

УПРАВЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ЯЧЕЙКИ MRAM ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА И ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.М. Тузиков[1, 2], А.В. Половинкин[1, 2], М.А. Эзекова[1]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского,
[2)] Научно-образовательный математический центр "Математика технологий будущего"

Введение

В данной работе рассматривается бистабильная ячейка памяти, из которых состоит магниторезистивная оперативная память MRAM. Одним из важнейших вопросов в изучении этих ячеек является управление переключением вектора магнитного момента из одного метастабильного состояния в другое под действием спин-поляризованного тока и флуктуаций магнитного момента. Нами исследовалось влияние коэффициента поляризации спинового тока и направления переключения на вероятность непереключения вектора магнитного момента.

Стохастическая динамика магнитного момента

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.

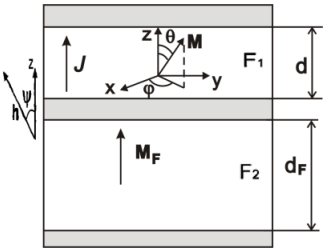


Рис. 1

Следуя работе [1], но также учитывая добавочное слагаемое Слончевского, описывающее эффект переноса магнитного момента спин-поляризованным током [2], запишем уравнения Ланжевена стохастической динамики вектора намагниченности свободного слоя (рис. 1) в присутствии внешнего магнитного поля **H** и с учётом флуктуаций магнитного поля в форме Ландау-Лифшица в безразмерных переменных в виде [3]:

$$\frac{d\boldsymbol{m}}{d\tau} = \left(\boldsymbol{h}_{eff} + \tilde{\boldsymbol{h}}(\tau)\right) \times \boldsymbol{m} - \lambda\left(\boldsymbol{m} \times \left(\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{h}_{eff}\right)\right) + \frac{\beta(\boldsymbol{m} \times (\boldsymbol{m} \times \boldsymbol{n}))}{1 + \varepsilon(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})} \qquad (1)$$

Здесь $\tau = |\gamma| M_s t$ – безразмерное время, $M_s = |\boldsymbol{M}|$ – величина намагниченности насыщения, γ – гиромагнитное отношение электрона, $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{M}/|M_s|$ – единичный вектор, указывающий направление вектора намагниченности свободного слоя, **n** – единичный вектор, ортогональный граничным поверхностям слоистой структуры и указывающий направление намагниченности фиксированного слоя,

$$\boldsymbol{h}_{eff} = \frac{\boldsymbol{H}_{eff}}{M_s} = \boldsymbol{H} + \frac{k(\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n}}{M_s} = \boldsymbol{h} + k(\boldsymbol{m} \cdot \boldsymbol{n})\boldsymbol{n} \qquad (2)$$

– нормированная на M_s детерминированная составляющая эффективного магнитного поля, обусловленная внешним магнитным полем **H** и учитывающая магнитную анизотропию среды, k – коэффициент магнитной анизотропии,

$$\tilde{\boldsymbol{h}}(\tau) = \frac{\tilde{\boldsymbol{H}}(\tau)}{M_s} = \{\tilde{h}_x \boldsymbol{e}_x, \tilde{h}_y \boldsymbol{e}_y, \tilde{h}_z \boldsymbol{e}_z\} \quad (3)$$

– относительная флуктуационная часть магнитного поля, $\lambda \sim 10^{-2}$ – нормированный параметр магнитной релаксации Ландау-Лифшица, $\beta \sim 10^{-2}$ – параметр, пропорциональный плотности спин-поляризованного тока J, $\varepsilon = P^2$ – определяет асимметрию спинового момента, P – коэффициент поляризации [4].

Кроме того, следуя [1] и учитывая взаимосвязь релаксационных и флуктуационных характеристик движения магнитного момента, будем предполагать флуктуации магнитного поля изотропным белым гауссовым шумом с функцией корреляции:

$$\langle \tilde{h}_i(\tau_1)\tilde{h}_j(\tau_2)\rangle = D_h \delta_{ij}\delta(\tau_2 - \tau_1). \quad (4)$$

В (4) δ_{ij} – символ Кронекера, $\delta(\tau)$ – дельта-функция Дирака.

Для анализа эффектов, связанных с воздействием шума, рассмотрим наиболее простой для аналитического исследования случай аксиальной симметрии рис. 1, когда внешнее магнитное поле **H** и намагниченность фиксированного слоя параллельны вектору **n**. Учитывая, что воздействие магнитного поля приводит лишь к поворотам вектора намагниченности свободного слоя, перейдём от векторного уравнения (1) к уравнениям Ланжевена стохастической динамики на единичной сфере для точки, указывающей направление вектора **m**(τ).

$$\dot{\theta} = \lambda sin(\theta)\left(\frac{\beta}{\lambda(1+\varepsilon\, cos(\theta))} - \left(h_z + kcos(\theta)\right)\right) - \tilde{h}_x sin(\varphi) + \tilde{h}_y cos(\varphi) \quad (5а)$$

$$\dot{\varphi} = h_z + kcos(\theta) - \frac{\tilde{h}_x cos(\varphi) + \tilde{h}_y sin(\varphi)}{tan(\theta)} + \tilde{h}_z \quad (5б)$$

Управление стохастическими характеристиками бистабильной ячейки памяти

Предположим, в начальный момент времени вектор магнитного момента свободного слоя был направлен вниз, так что изображающая точка системы находилась вблизи метастабильного состояния $\theta = \pi$. Подается отрицательный токовый сигнал, в квазистатическом приближении это состояние равновесия становится неустойчивым, изображающая точка начинает движение к другому состоянию равновесия $\theta = 0$. В качестве критерия успешного переключения бистабильной ячейки выберем, следуя работе [5], близость к 1 вероятности находиться к моменту наблюдения внутри μ-окрестности точки $\theta = 0$ при $\mu = \pi/12$. Для обратного переключения в качестве критерия выбиралась близость к 1 вероятности к моменту наблюдения находиться в μ-окрестности точки $\theta = \pi$.

На рис. 2-5 изображены зависимости логарифма вероятности непереключения от длительности сигнала (синим цветом изображены нефильтрованные зависимости, а красным - фильтрованные методом скользящего окна), полученные при помощи моделирования стохастической системы (5) с параметрами: $k = 16$, $\lambda = 0.03$ (CoFeB), $M_s = 1000$, $D_h = \frac{2\lambda k_B T_a}{M_s^2 V} = 8.78535 * 10^{-4}$, k_B – коэффициент Больцмана, T_a – абсолютная температура, V – объем свободного слоя [4], $N_r = 10^5$ – количество реализаций. Внешнее магнитное поле отсутствует. В качестве управления были выбраны прямоугольные сигналы с различными энергиями и длительностями, в качестве времен наблюдения выбирались значения $T = 2$нс и $T = 7$нс.

На рис. 2, 3 слагаемое по току асимметрично $\varepsilon = 0.64$, переключение происходило из состояния равновесия $\theta = \pi$ в μ-окрестность состояния равновесия $\theta = 0$. Энергии прямоугольных сигналов были выбраны $E_s = 2.4$ для времени наблюдения 2нс и $E_s = 2$ для 7нс соответственно для рис. 2 и рис. 3.

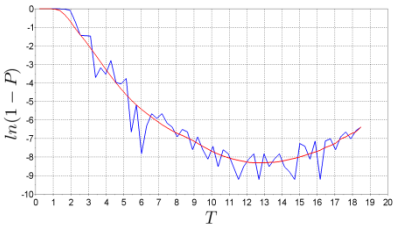


Рис. 2

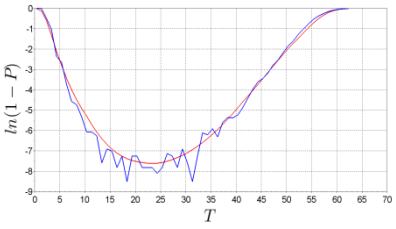


Рис. 3

На рис. 4, 5 слагаемое по току также асимметрично $\varepsilon = 0.64$, но по сравнению с рис. 2 и рис. 3 переключение происходило из состояния равновесия $\theta = 0$ в μ-окрестность точки $\theta = \pi$. Энергии прямоугольных сигналов были выбраны $E_s = 17$ для времени наблюдения 2нс и $E_s = 34$ для 7нс соответственно для рис. 4 и рис. 5.

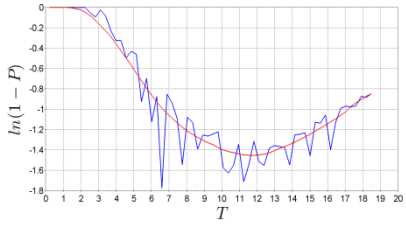


Рис. 4

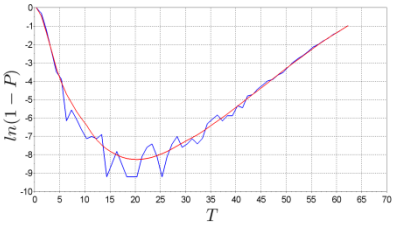


Рис. 5

Из построенных зависимостей вероятности непереключения от длительности сигнала видно, что существует оптимальная длительность сигнала переключения, которая уменьшается при уменьшении времени фиксации непереключения.

Кроме того, можно сделать вывод, что одна и та же вероятность непереключения требует для переключения из метастабильного состояния $\theta = 0$ в μ-окрестность точки $\theta = \pi$ (против направления вектора намагниченности фиксированного слоя F_2) боль-

шую на порядок минимальную энергию, чем для переключения из метастабильного состояния $\theta = \pi$ в μ-окрестность точки $\theta = 0$ (по направлению намагниченности F_2).

Была построена также зависимость среднего времени первого достижения (СВПД) границы $\mu = \pi/12$ для переключения из метастабильного состояния $\theta = \pi$ в μ-окрестность точки $\theta = 0$ (черная кривая на рис. 6) и $\mu = 11\pi/12$ для переключения в обратном направлении (красная кривая на рис. 6) от длительности сигнала при фиксированной безразмерной энергии $E_s = 20$ и коэффициенте $\varepsilon = 0.64$.

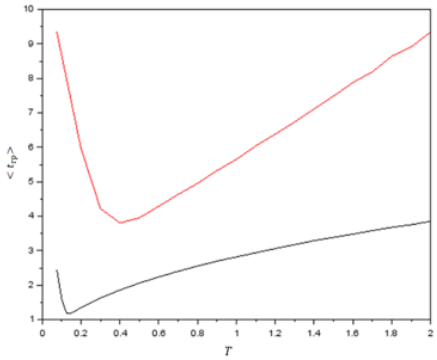


Рис. 6

Из построенных зависимостей видно, что при одной и той же энергии переключающего сигнала и СВПД границы, окружающей μ-окрестность финального состояния, и оптимальная длительность переключающего сигнала меньше в случае переключения вектора намагниченности свободного слоя по направлению вектора намагниченности фиксированного слоя, чем при переключении в обратном направлении.

Работа выполнена в рамках Программы развития регионального научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», проект #075-02-2020-1483/1.

[1] Brown W.F. // Phys. Rev. 1963. Vol. 130. P. 1677.
[2] Slonczewski J. // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159. P. L1.
[3] Половинкин А.В., Мишагин К.Г. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 8. С. 20.
[4] Siracusano G., Tomasello R. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2018. Vol. 54. P. 1.
[5] Chen B. J., Cai K., Han G. C., Lim S. T., Tran M. A. // IEEE TRANS. ON MAGN. 2015. Vol. 51. N. 11.

АППАРАТНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ СВЯЗИ ДВУХ НЕЙРОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ НА ОСНОВЕ ФАПЧ

А.С. Васин[1)], Д.И. Большаков[1)], М.А. Мищенко[1)], И.В. Сысоев[1, 2, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Саратовский государственный университет
[3)] Саратовский филиал Института радиоинженерии и электроники РАН

В данной работе исследована модель нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром второго порядка [1,2]:

$$\begin{aligned} \dot{\varphi} &= y \\ \dot{y} &= z \\ \varepsilon_1\varepsilon_2\dot{z} &= \gamma - (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)z - (1 + \varepsilon_1 cos\varphi)y \end{aligned}, \quad (1)$$

где φ – текущая разность фаз подстраиваемого и опорного генераторов, γ – начальная частотная расстройка, ε_1, ε_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 [3]. Изменяя значения параметров γ и ε_1, имеется возможность регулировать количество импульсов в пачке, интервалы между пачками, амплитуду импульсов [2].

Для исследования синхронизации пачечных колебаний два нейроподобных генератора связывались однонаправленной импульсной связью. Из работы [4] адаптирована формула синаптического тока, описывающая взаимодействие двух нейронов Ходжкина-Хаксли.

$$I_{syn} = \frac{d(V_2 - V_{syn})}{1 + exp(-\frac{V_1 - \theta_{syn}}{k_{syn}})}. \quad (2)$$

Здесь индексы “1” и “2” обозначают управляющий (пресинаптический) и управляемый (постсинаптический) нейроны соответственно, I_{syn} – синаптический ток, V_1 и V_2 – мембранные потенциалы, V_{syn} – синаптический потенциал, k_{syn} – крутизна пороговой функции, θ_{syn} - сдвиг пороговой функции, d – сила связи.

В рамках данного исследования разработана аппаратная реализация импульсной связи для подключения нейроноподобного генератора на основе ФАПЧ (см. рис 2).

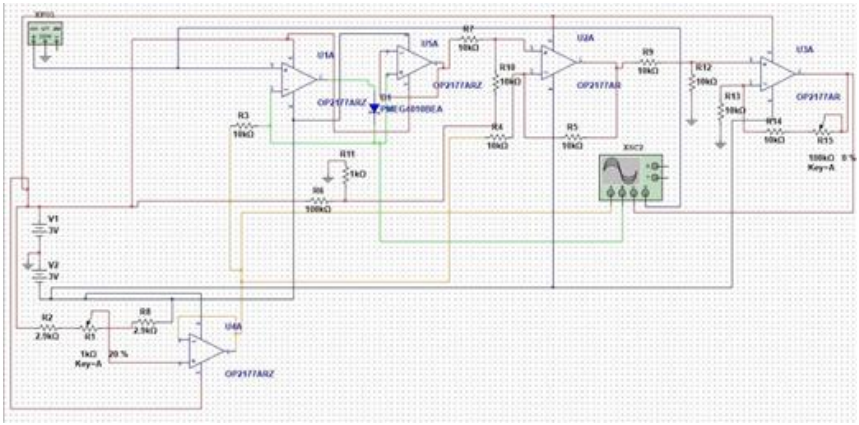


Рис. 1

Схема связи воспроизводит функцию синаптического тока (2). Ключевыми особенностями функции (2) являются пороговая активация, деактивация и регулирование амплитуды по параметру силы связи d. Эти особенности реализованы в электронной схеме на рис. 1. Изменив значение сопротивления резистора R1, можно установить пороговое значение θ_{syn}, а изменив сопротивление резистора R15, можно настроить параметр силы связи d. Данная схема так же была реализована схемотехнически (рис. 2).

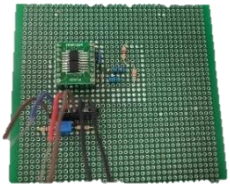


Рис. 2

В данной работе проведены численные и экспериментальные исследования синхронизации двух нейроноподобных генераторов. Разработана и внедрена электронная схема импульсной связи двух генераторов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Президента МД-3006.2021.1.2.

[1] Shalfeev V.D. // Radiophysics and Quantum Electronics. 1968. Vol. 11, № 3. P. 221.
[2] Мищенко М.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011. Т. 5, № 3. С. 279.
[3] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // The Journal of physiology. 1952. Vol. 117, № 4. P. 500.
[4] Симонов А.Ю., Гордлеева С.Ю., Писарчик А.Н., Казанцев В.Б. // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 2013. Т. 98, № 10. С. 707.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ НА ОСНОВЕ БЫСТРОГО ПРОХОЖДЕНИЯ ЧАСТОТЫ ДЛЯ АНАЛИЗА БИОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

А.И. Майоров[1)], М.Б. Черняева[1, 2)]

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

Введение

В последнее время активно развивается неинвазивная медицинская диагностика на основе анализа выдыхаемого воздуха и паров биологических жидкостей, позволяющая по наличию тех или иных маркеров диагностировать заболевание и контролировать ход лечения [1]. Для диагностики на основе изменения состава метаболитов при том или ином заболевании используются различные физические методы (газовая хроматография, масс-спектрометрия, спектроскопические методы), одним из которых является метод нестационарной спектроскопии, основанный на эффекте быстрого прохождения частоты. Данный метод является перспективным для решения задач биологии и медицины, потому что в терагерцовом (ТГц) диапазоне лежат интенсивные линии поглощения органических молекул.

Целью работы являлось применение метода ТГц спектроскопии высокого разрешения на эффекте быстрого прохождения частоты для исследования многокомпонентных газовых смесей биологического происхождения (мочи) онкопациентов, выявление состава метаболитов, обнаружение отличий компонентного состава мочи онкопациентов и здорового человека, а также выявления воздействия химиотерапии на организм больного на основе изменения компонентного состава мочи.

Методы и подходы

В Институте физики микроструктур РАН был разработан и реализован ТГц спектрометр на эффекте быстрого прохождения частоты [2]. Суть данного эффекта состоит в том, что частота проходит через молекулярный резонанс за время, более короткое, чем времена релаксационных процессов.

Спектрометр на эффекте быстрого прохождения частоты (рис. 1) предназначен для регистрации спектра поглощения многокомпонентной газовой смеси во всем рабочем диапазоне ($118 \div 178$ ГГц). Время регистрации составляет порядка нескольких секунд, что позволяет детектировать исходные, промежуточные и конечные продукты быстропротекающих химических реакций. В качестве источника воздействующего на газ излучения используется лампа обратной волны (ЛОВ). Частота источника излучения задается системой фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Излучение

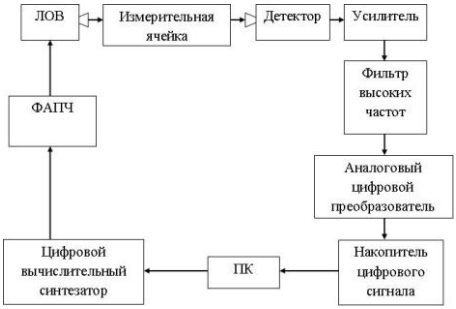


Рис. 1

проходит через ячейку, содержащую исследуемый газ, и взаимодействует с его молекулами на резонансной частоте, затем регистрируется детектором на основе диода Шоттки. Выходной сигнал детектора пропорционален мощности излучения, взаимодействующего с газом. Затем сигнал усиливается по амплитуде и передается через фильтр верхних частот, где паразитные сигналы, вызванные помехами в канале, отсекаются и поступают на аналоговый цифровой преобразователь (АЦП). После преобразования цифровой сигнал накапливается для уменьшения шумов приемной системы и подается в компьютер для дальнейшей обработки и записи в файл данных.

Были проведены исследования компонентного состава паров мочи пациентов с онкологическим заболеванием до проведения химиотерапии и после химиотерапии, а также проводилось сравнение с составом паров мочи условно здорового добровольца.

Методика измерений:

1) Образец объемом 1 – 2 мл наливался в колбу.
2) Для обезвоживания жидкого образца использовалась криогенная ловушка с жидким азотом. При этом образец вымораживался, большая часть воды удалялась, в колбе с образцом образовывалась тонкая плёнка или кристаллизованный остаток.
3) Летучие вещества из образовавшегося остатка сначала без нагрева, а потом и с нагревом, напускались в измерительную ячейку, которая предварительно откачивалась до давления $5 * 10^{-4}$ мбар. Рабочее давление в ячейке составляло $10^{-2} - 10^{-1}$ мбар.
4) Измерения проводились с использованием спектрометра ТГц диапазона, реализованного на ЛОВ, работающего на эффекте быстрого прохождения частоты.

Результаты эксперимента

В ходе эксперимента выявлялись линии поглощения веществ в смеси продуктов термического разложения мочи. Измеренные линии поглощения идентифицировались с использованием спектроскопических баз данных [3, 4]. Пример записи участка спектра с линиями изоциановой кислоты и этиленгликоля представлен на рис. 2.

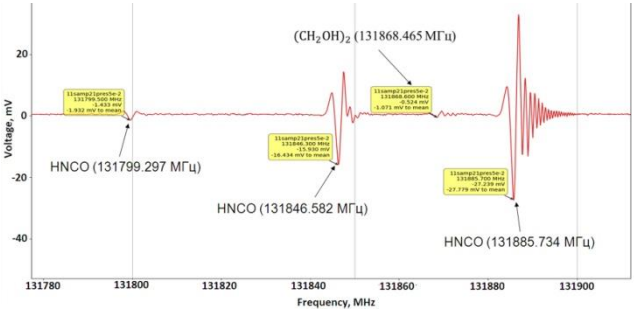


Рис. 2

Поскольку в данном диапазоне присутствуют как более, так и менее интенсивные линии поглощения для одного и того же химического соединения, то при увеличении концентрации вещества в смеси можно обнаружить более слабые линии поглощения. Следовательно, при увеличении концентрации количество линий в спектре, которые можно обнаружить, увеличивается. Количество линий поглощения некото-

рых летучих метаболитов в образцах онкопациентов до и после химиотерапии, а также сравнение с образцом здорового добровольца представлено в таблице.

Табл.

	Первый пациент		Второй пациент		Здоровый человек
Молекула	До химиотерапии	После химиотерапии	До химиотерапии	После химиотерапии	
	Количество линий	Количество линий	Количество линий	Количество линий	
Этилен гликоль ($(CH_2OH)_2$)	2	2	2	4	-
Анизол ($CH_3OC_6H_5$)	1	2	3	2	-
Изоциановая кислота (HNCO)	11	12	16	15	+
Пропиленгликоль ($C_3H_8O_2$)	5	3	6	6	-
Аммиак (NH_3)	1	1	1	1	+
Малоновый альдегид ($C_3H_4O_2$)	1	1	2	1	-
Метилен-аминоацетонитрил ($C_3H_4N_2$)	1	1	2	1	-
Формамид (CH_3NO)	-	-	-	-	+
Ацетальдегид (C_2H_4O)	-	-	-	-	+
Бензонитрил (C_6H_5CN)	3	5	4	3	-
Этанол (C_2H_5OH)	1	-	-	-	+
Пропилцианид (C_3H_7CN)	3	2	2	4	+
Бутилцианид (C_4H_9CN)	4	6	2	3	-
Аминопропионитрил ($C_3H_6N_2$)	2	2	1	3	-
Карбонилцианид ($OC(CN)_2$)	1	1	2	3	
Этилцианид (C_2H_5CN)	2	1	1	1	+
Этилмеркаптан (C_2H_5SH)	-	-	-	-	+
Оксид серы (IV) (SO_2)	-	-	-	-	+
Аланин ($C_3H_7NO_2$)	1	1	1	1	-
Фуран (C_4H_4O)	1	1	-	-	-
Пропиналь (C_3H_2O)	-	-	1	1	-
Этенилформиат ($C_3H_4O_2$)	-	-	1	1	-
Уксусная кислота ($C_2H_4O_2$)	-	-	2	1	+
Аминоацетонитрил ($HDNCH_2CN$)	-	-	1	1	-
Мочевина (CH_4N_2O)	-	-	-	-	+

Результаты измерений показали, что больше всего было найдено линий изоциановой кислоты (HNCO), которая, как и аммиак (NH_3) образуется в результате пиролиза мочевины, и присутствуют как в образцах мочи больных, так и в образце мочи у условно здорового добровольца. В образцах онкопациентов была обнаружена группа нитрилов, количество которых выросло после проведения химиотерапии, а также возросла концентрация отдельных нитрилов. Они могут являться потенциальными маркерами побочного вредного воздействия химиотерапии на организм человека. Возможной причиной появления нитрилов в моче на следующий день после введения химиопрепарата является присутствие в ней следов белка, которое не определяется при стандартном анализе мочи.

Заключение

Проведён спектральный анализ образцов многокомпонентных газовых смесей биологического происхождения – паров мочи человека (условно здорового добровольца, больных с онкологией до химиотерапии и после нее). Выявлены вещества, которые появляются у больных по сравнению со здоровым. Проанализировано изменение содержания веществ при проведении химиотерапии.

[1] B de Lacy Costello // J. Breath Res. 2014. Vol. 8. P. 014001.
[2] Вакс В.Л. // Успехи физических наук. 2019. Т. 190. С. 765.
[3] http://spec.jpl.nasa.gov/ftp/pub/catalog/catform.html
[4] https://cdms.astro.uni-koeln.de/cgi-bin/cdmssearch

АНАЛИЗ СХЕМЫ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОГО КОДИРОВАНИЯ НА БАЗЕ ПОЛЯРНЫХ КОДОВ

Д.А. Куров[1, 2)], Е.Ю. Калынова[2)], Я.П. Гагиев[2)]

1) ННГУ им. Н.И. Лобачевского
2) ООО «Радио Гигабит»

Введение

В данном тезисе анализируется схема помехоустойчивого кодирования, основанная на полярных кодах и принятая для использования в контрольных каналах мобильных сетей пятого поколения (5G NR) [1].

Эффект канальной поляризации

Для иллюстрации эффекта канальной поляризации [2] [1] рассмотрим базовый случай, соответствующий преобразованию двух бит информации U_1 и U_2, как показано на рис. 1 (б). Полученные биты X_1 и X_2 независимо передаются через Бинарный Симметричный Канал (БСК), который характеризуется вероятностью битовой ошибки p_e. Заметим, что БСК модель соответствует передаче ДФМ символов через канал с Аддитивным Белым Гауссовским Шумом и принятием жёстких решений после демодулятора.

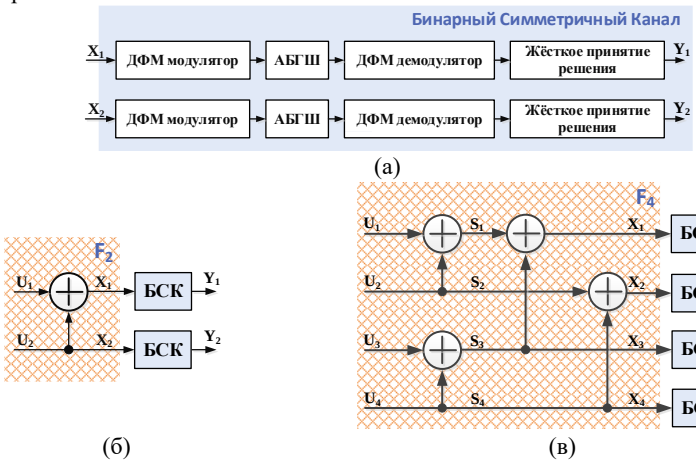
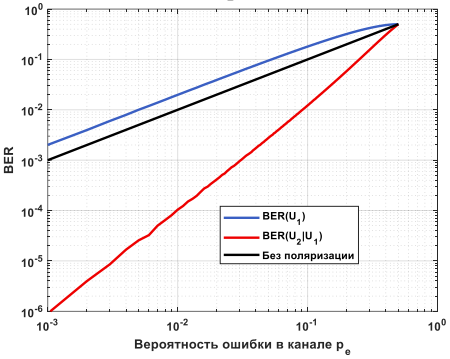


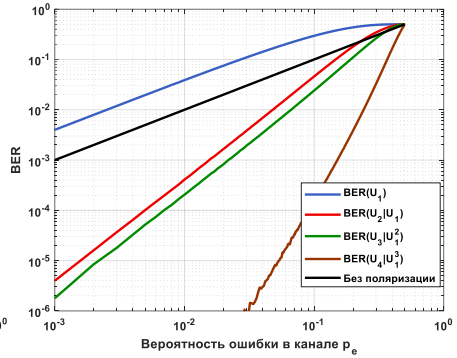
Рис. 1

На рис. 2 (а) показана зависимость вероятности битовой ошибки для бита U_1 и бита U_2 при условии, что бит U_1 был принят правильно, от вероятности ошибки в БСК канале p_e. Видно, что правильный приём бита U_1 позволяет существенно увеличить надёжность бита U_2 по сравнению с передачей без поляризации, но результирующая надёжность бита U_1 становится хуже. Аналогичные рассуждения могут быть применены при увеличении размера группы до 4 бит рекурсивным способом. Дальнейшее увеличение приводит к расщеплению кривых битовой ошибки, как показано на рис. 2 (б). На рис. 2 (в) показана зависимость битовых ошибок после БСК для каждого

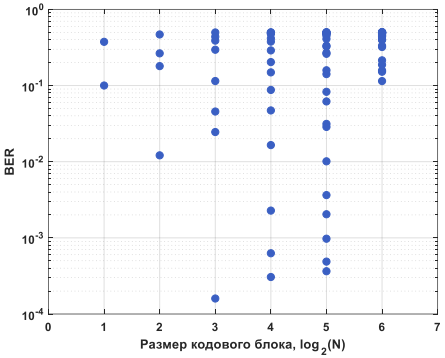
бита при разных значения $n = \log_2(N)$, где N – размер группы. Вероятность битовой ошибки p_e в канале выбрана равной 0.25 для упрощения процедуры моделирования. Отметим, что вероятности битовой ошибки отмечены не для всех бит при $n = 5$ и 6 из-за вычислительных ограничений, хотя видно, что данные значения меньше 10^{-4}.



(а)



(б)

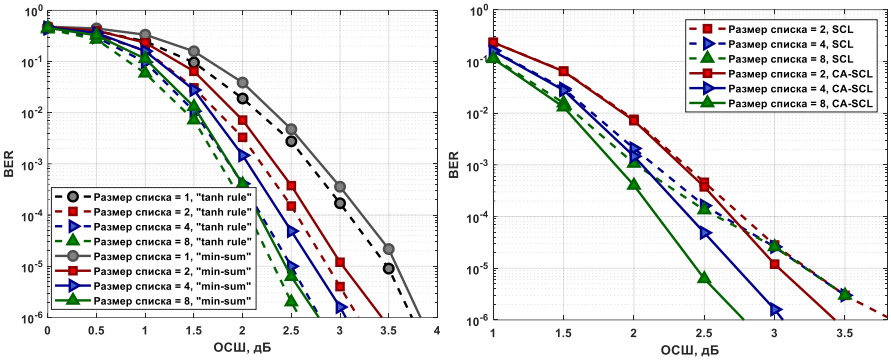


(в)

Рис. 2

Результаты анализа

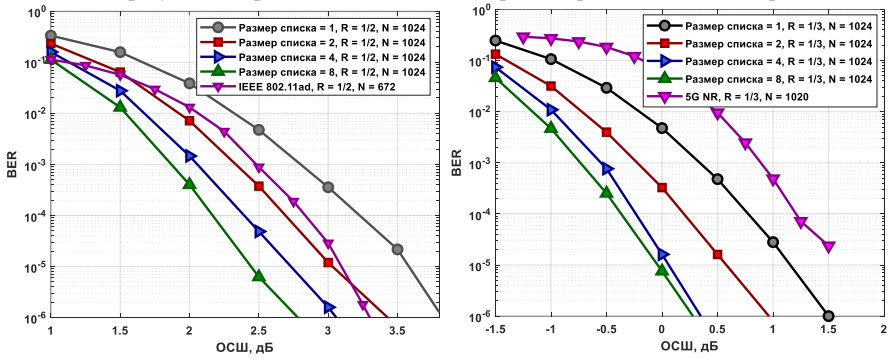
В данной секции представлены результаты сравнения двух алгоритмов декодирования полярных кодов [3] : списочный алгоритм последовательного исключения (SCL – Successive List Cancellation) и списочный алгоритм последовательного исключения с проверкой по CRC (CA-SCL – CRC Aided Successive List Cancellation). Сравнение характеристик алгоритма CA-SCL декодирования, использующих точное решение “tanh rule” и аппроксимацию “min-sum” показаны на рис. 3 (а). Результаты моделирования получены для размеров списков 1, 2, 4, 8 и скорости кодирования 501/1024. Заметим, что для размера списка 1 алгоритм декодирования CA-SCL эквивалентен алгоритму декодирования SC. Из результатов видно, что деградация ОСШ при использовании “min-sum” аппроксимации является незначительной ~ 0.2 дБ.



(а) (б)

Рис. 3

Грубое сравнение полярных кодов с кодами с низкой плотностью проверок на чётность (LDPC – Low Density Parity Check) показано на рис. 4. На рис. 4 (а) розовая кривая соответствует характеристике LDPC кодов из стандарта связи IEEE 802.11ad со скоростью кодирования ½, размером кодового блока 672 бит с использованием “min-sum” аппроксимации. Видно, что выигрыш по ОСШ CA-SCL декодера с размером списка 8 составляет примерно ~0.8 дБ, что является относительно небольшой величиной при учете возросшей сложности аппаратной реализации декодера.



(а) (б)

Рис. 4

На рис. 4 (б) розовая кривая соответствует LDPC кодам из стандарта связи 5G NR со скоростью кодирования 1/3 и длиной кодового блока 1020. Характеристики данного кода хуже практически на 2 дБ, чем характеристики полярных кодов. Такое поведение может быть объяснено тем, что LDPC коды в 5G NR разрабатывались для покрытия широкого диапазона различных кодовых блоков – от 100 бит до 8000 бит. Наиболее вероятно, что поддержка такого широкого диапазона приводит к суммарной деградации характеристик.

Заключение

В данном тезисе была представлена наглядная иллюстрация теоремы канальной поляризации в терминах вероятности битовой ошибки. Показано, что полярные коды и LDPC коды имеют сравнимые характеристики вероятности битовой ошибки от отношения сигнал-шум.

[1] 3GPP Technical Specification 38.212, «Multiplexing and channel coding», v.15.7.0, Release 15.
[2] Arikan E. // IEEE Transactions on Information Theory. 2009. Vol. 55, № 7. P. 3051.
[3] Tal I., Vardy A. // IEEE Transactions on Information Theory. 2015. Vol. 61, № 5. P. 2213.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И СИНТЕЗ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ФИЛЬТРОВ СВЧ – ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ LTCC

С.А. Семин[1, 2)], В.Р. Закамов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Филиал АО «Корпорация «Комета» – «КБ «Квазар»

Электрические фильтры используются почти во всех радиотехнических устройствах и являются основными элементами для формирования амплитудно-частотных передаточных характеристик, как приемников, так и передатчиков.

В области ВЧ и СВЧ в основном существует потребность в фильтрах без временной задержки, с заданной полосой пропускания и малыми потерями. Кроме того появилось новое достаточно жесткое требование – габариты входных фильтров должны быть сравнимы с чип элементами. Для реализации таких требований, конечно же, необходимо выбрать конструкции фильтров и уменьшать размеры элементов в составе самих фильтров.

Для решения поставленных задач предлагается рассмотреть фильтры на сосредоточенных LC элементах. Использование технологии фотолитографии и различных материалов позволяет существенно уменьшить размеры L и C элементов. А использование LTCC-технологии или низкотемпературной керамики позволяет формировать фильтры в объеме керамики (Low Temperature Cofired Ceramic – LTCC) [1].

Многослойная плата и основные возможности LTCC-технологии представлены на рис. 1. Элементы, изготовленные по LTCC – технологии обладают:

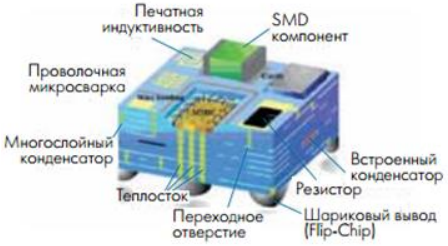


Рис. 1

- Достаточной механической стабильностью и сохранением линейных размеров.
- Низким КТР.
- Приемлемой теплопроводностью.
- Герметичностью и возможностью высокотемпературной пайки.
- Возможностью 3D интеграции.

Полосно-пропускающие фильтры на LC элементах применяются достаточно давно. Известны различные их конструкции и характеристики. Однако, диапазон их работы недостаточно высок, так как значения отдельных элементов с увеличением частоты становятся совершенно нереализуемыми. Поэтому на первый взгляд кажется, что идея создания чип ППФ на основе LC не реализуема. Поэтому первоочередной задачей было нахождение структур ППФ на LC элементах реализуемых вплоть до миллиметрового диапазона длин волн, а второй решить задачу по синтезу схем ППФ.

Критериями реализуемости ППФ стали, прежде всего, критерии реализуемости L и C элементов. И тут нужно выделить несколько критериев, которые были введены.

1) Длина линий в катушках индуктивности должна находиться в пределах: $D \ll L \ll \lambda/4$, где D – толщина проводника, λ – длина волны в диэлектрике. Для емкости можно выделить два основных критерия:

2) Для емкости в элементах связи $C_{св} \gg C_{п}$ – паразитной емкости между элементами.
3) Для емкости в резонаторах $C_{р} \gg C_{к}$ – емкости контактных площадок или соединений на землю и $C_{р} < pC_{мах}$ – максимально реализуемой емкости в заданном объеме.

В работе [2] описаны структуры квазиполиномиальных фильтров, которые являются реализуемыми вплоть, до нескольких сотен МГц на стандартных чип элементах. Такие структуры фильтров могут быть получены на основе стандартных лестничных структур Чебышева. Рассмотрим их получение более подробно и проверим их реализуемость.

Синтезируем трехзвенный ППФ лестничной структуры (рис. 2).

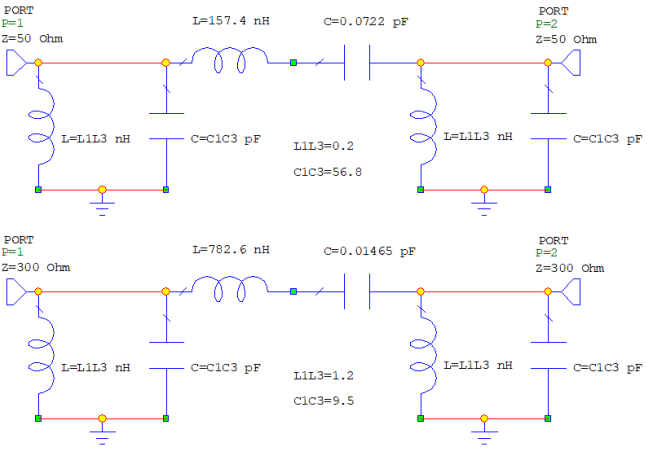


Рис. 2

Видим, что в двух вариантах схем более реализуемыми являются L1, C1 и L3, C3 элементы параллельных контуров. Для того чтобы весь фильтр стал реализуемым, необходимо перевести последовательный контур в параллельный. Это производится следующим образом:

Известны матрицы четырехполюсников. Для последовательно включенных четырехполюсников матрицы Т параметров просто перемножаются.

1) Передаточные характеристики последовательного контура отличаются от параллельного тем, что их фазы отличаются на 180º.
2) Используем свойство инверторов описанных в [2], они создают сдвиг фазы на 90º.

Исходя из этого передаточная характеристика в матрице T последовательного резонатора должна быть равна передаточной характеристике матрицы параллельного контура с инверторами.

$$[\boldsymbol{T}_{посл}] = [\boldsymbol{J}] \cdot [\boldsymbol{T}_{пар}] \cdot [\boldsymbol{J}]. \quad (1)$$

Основным элементом, определяющим передаточную характеристику в матрице **T**, является элемент T_{11}. Приравняв эти элементы легко получить соотношения по переводу последовательного контура в параллельный [3]:

$$L_{\text{пар}} = \rho^2 C_{\text{посл}}, \tag{2}$$

$$C_{\text{пар}} = L_{\text{посл}}/\rho^2, \tag{3}$$

где ρ – волновое сопротивление контура.

После выбора исходных данных производится подстройка фильтра в крайних контурах. Для согласования фильтра с линией 50 Ом вводятся трансформаторы на С элементах [2]. Получаем исходную схему (рис. 3) с параллельными резонаторами для реализации на L и C элементах.

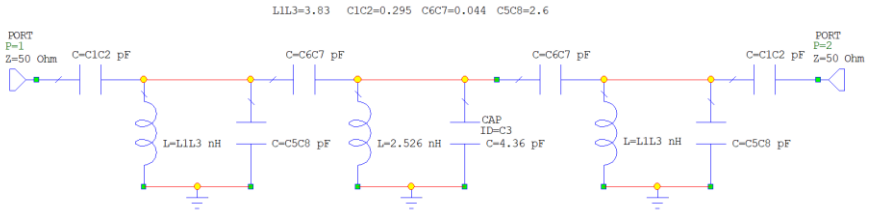


Рис. 3

Моделирование фильтра 1.5 ГГц в САПР CST

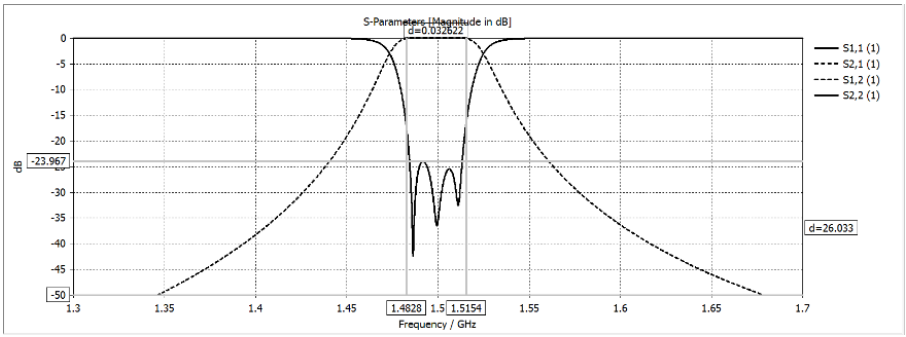


Рис. 4

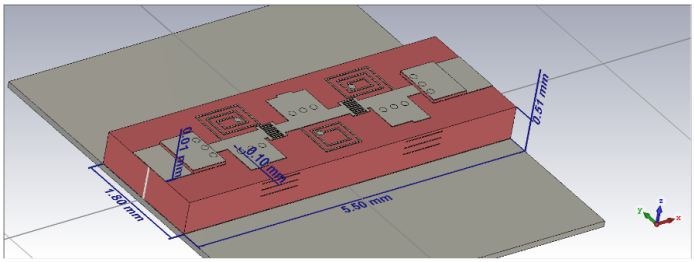


Рис. 5

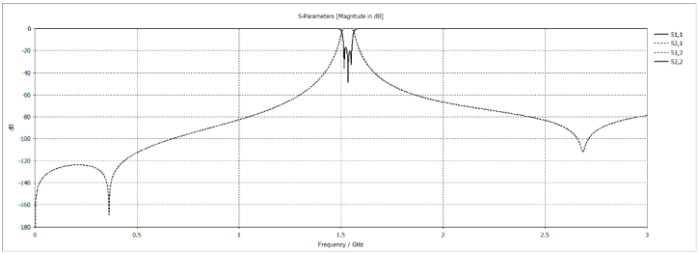


Рис. 6

В ходе работы было произведено моделирование трехконтурных фильтров на керамике. На рис. 3 представлен пример фильтра с характеристикой Чебышева на 1.5 ГГц, неравномерностью в полосе пропускания не более 0.017 dB и КСВ 1.12 (рис. 4). Кроме того, полученный чип ППФ имеет компактные размеры (рис. 5).

Оказалось, что на АЧХ фильтра существенно влияет топология расположения L и C элементов. Для того, чтобы минимизировать паразитное влияние резонансных контуров между собой, их необходимо располагать в шахматном порядке.

Полностью удалить паразитное влияние не удается. Но его наличие можно использовать вне полосы пропускания. Как видим на рис. 6, за пределами полосы пропускания появляются области запирания (минимумы). Частотные положения полос запирания зависят от топологии расположения резонаторов в фильтре.

Реализация фильтров на более высоких частотах 10, 30 и 100 ГГц, показала, что для уменьшения паразитного влияния резонаторов друг на друга необходимо уменьшать толщину подложки или количество слоев керамики.

На высоких частотах паразитную связь между резонаторами можно использовать как основную. Комбинации емкостной и индуктивной связи между элементами резонаторов позволит существенно изменять АЧХ фильтров.

[1] Кондратюк Р. // НАНОиндустрия. 2011. Выпуск 2. С. 26.
[2] Привер Э.Л, Закамов В.Р. // Радиотехника. 2003. №6. С. 38.
[3] Фельдштейн Л. Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. – Москва: Советское радио, 1967, 651с.

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ АВТОКОМПЕНСАТОР УЗКОПОЛОСНЫХ ПОМЕХ С УДАЛЕННЫМИ ОТНОСИТЕЛЬНО АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ КОМПЕНСАЦИОННЫМИ КАНАЛАМИ

А.К. Тэнцер

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Современные радиотехнические комплексы, такие как радиолокаторы, радионавигаторы, радиопеленгаторы, решают две основные задачи: 1) обнаружение и выделение полезных сигналов из аддитивной смеси с помехами при отсутствии априорной информации о помеховой обстановке; 2) определение координат источника излучения или объекта. Зачастую указанные задачи в современной технике решаются с помощью антенных решеток (АР).

Мы рассматриваем проблему подавления активных помех на фоне приема более слабого полезного сигнала. Помехи будут считаться стационарными, узкополосным и не меняющими свое угловое положение. Подавление помех предполагается осуществлять с помощью настраивающегося автокомпенсатора. Причем компенсационные каналы будут значительно удалены относительно основной антенной решетки.

Основной задачей для подавления активных помех является поиск весового вектора $\mathbf{W} = [w_1, w_2, \dots, w_N]$ по определенному критерию. Важным моментом является также ширина полосы полезного сигнала и количество помех, которые необходимо подавить. Поскольку элементы адаптивной антенной решетки (ААР) находятся в различных точках пространства, необходимо учитывать задержки сигналов. Допустим, что максимальный размер ААР равен L. Ему соответствует максимальная задержка сигнала $\tau_{max} = {L}/{c}$, где c – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме.

Особенности взаимного расположения антенной решетки и компенсационных каналов

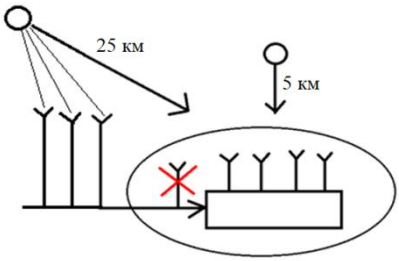


Рис. 1

Будем рассматривать случай, когда азимутальные направления прихода помех точно известны. Подавить такого рода помехи можно с помощью добавления компенсационных каналов к основной АР. Но в условиях ограниченного количества места вокруг основной АР это не всегда оказывается возможным. В этом и заключается основная задача: в условиях ограниченной территории подавлять стационарные помехи, используя дополнительные компенсационные излучатели, принимающие эти помехи. Решить задачу можно таким образом: дополнительные компенсационные каналы, диаграмма направленности (ДН) которых ориентирована в направлении на помеху, поставить вдали основной АР на некотором допустимом расстоянии и под них вычислить и оптимизировать весовой вектор автокомпенсатора помехи (АКП).

Овалом показана территория (рис. 1), в которой находится наша основная АР. В этой области невозможно поставить компенсационные каналы, поэтому будем ставить их удаленно.

Сигналы, принятые элементами АР, подвергаются обработке. Наиболее широкое распространение получила линейная обработка сигналов, которая заключается в суммировании принятых сигналов с весовыми коэффициентами. Диаграммой направленности антенной системы называется зависимость комплексной амплитуды выходного сигнала от направления прихода плоской волны единичной амплитуды. Строго говоря, падающая волна является сферической. Однако, если источник сигнала находится в дальней зоне на расстоянии $R > {2D^2}/{\lambda}$, (где D – размер апертуры АР), то волновой фронт в пределах апертуры АР можно считать плоским.

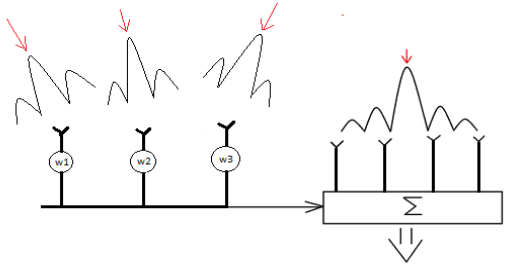


Рис. 2

ДН основной АР показана на рис. 2. Главный лепесток ДН направлен в сторону нашего полезного сигнала. А главный лепесток компенсационных каналов будем ориентировать в направлении помех. В общем случае формула для суммарной ДН выглядит следующим образом:

$$F(\theta) = \sum_{i=0}^{N_1-1} W_i^* e^{jnkdsin\theta}, \qquad (1)$$

где W^* – заданные комплексные числа (весовой коэффициент).

Алгоритм компенсации телевизионной помехи

Главный луч диаграммы направленности АР основного канала направлен на источник полезного сигнала (рис. 3), а сигнал помехи в основном канале приходит по боковым лепесткам ДН. Поскольку угол прихода телевизионной помехи является фиксированным и известен заранее, поэтому максимум ДН антенны компенсационных каналов изначально ориентируется в направлении прихода телевизионной помехи. Тогда сигнал от помехи на компенсационные каналы будут приходить с максимальным усилением.

Поскольку антенна компенсационных каналов принимает полезный сигнал по боковым лепесткам ДН, поэтому на выходе устройства полезный сигнал будет практически не искажен. В случае, когда направление прихода телеметрического сигнала и помехи совпадают, подавление помехи будет сопровождаться подавлением сигнала.

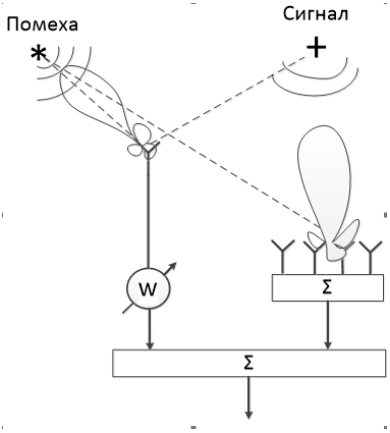


Рис. 3

За счет пространственного разнесения антенны компенсационных каналов и АР основного канала коэффициент корреляции телевизионной помехи в основном и вспомогательном каналах уменьшается. Связанная с этим проблема уменьшения коэффициента подавления телевизионной помехи при удаленном и заранее точно неизвестном расположении антенны компенсационных каналов относительно основного решается программно за счет разработанного алгоритма первичной цифровой обработки сигналов.

Структурная схема предлагаемого алгоритма компенсации телевизионной помехи изображена на рис. 4.

Для оптимизации (максимизации) коэффициента подавления телевизионной помехи и соответственно увеличения корреляции помехи между основным и компенсационными каналами в компенсационные каналы вводится программная линия задержки. В основном канале линия задержки отсутствует.

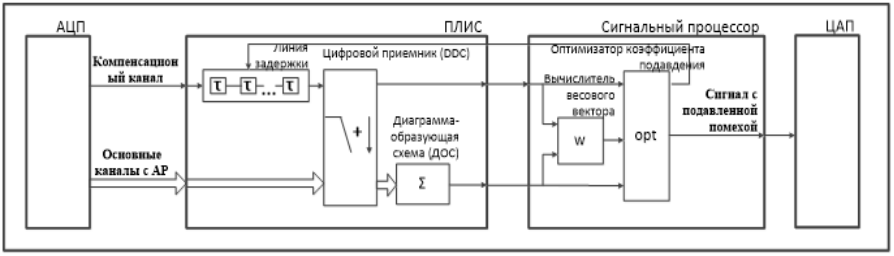


Рис. 4

Далее во всех каналах производится перенос сигнала с промежуточной частоты на нулевую частоту в программном обеспечении для ПЛИС спецвычислителя. После этого производится фильтрация сигнала и последующая децимация сигнала.

Далее потоки с уменьшенным темпом дискретизации данных основного и вспомогательного каналов поступают в сигнальный процессор. В сигнальном процессоре для каждого фиксированного значения времени задержки в компенсационных каналах вычисляется весовой вектор **W**.

Максимальное число дискретов в линии задержки определяется по формуле

$$T = \frac{1}{\Delta F} f_s, \qquad (2)$$

где ΔF – полоса частот сигнала на выходе ПЛИС, f_s – частота дискретизации сигнала на входе в ПЛИС.

Для получения весового вектора автокомпенсатора необходимо вычислить автокорреляционную матрицу помех на основной АР и взаимную корреляционную матрицу. Будем вычислять автокорреляционную матрицу по формуле

$$\boldsymbol{R} = < \boldsymbol{X}\boldsymbol{X}^H > . \quad (3)$$

Затем найдем взаимный корреляционный вектор по формуле

$$\boldsymbol{P} = < x_0 \boldsymbol{X}^H > . \quad (4)$$

Тогда весовой вектор определим по формуле

$$\boldsymbol{W} = -\boldsymbol{R}^{-1}\boldsymbol{P}. \quad (5)$$

Получив массив весовых коэффициентов **W** для различных времен задержки, для каждого значения вычисляем следующую величину

$$B = \frac{< |x_0 + \boldsymbol{W} x_1|^2 >}{< |x_0|^2 >}, \quad (6)$$

где x_0 – сигнал в основном канале, x_1 – сигнал в компенсационных каналах.

После определения оптимальной конфигурации линии задержки выдаем на ЦАП сигнал с подавленной помехой $x_0 + \mathrm{w}^{\mathrm{opt}} x_1$ для его перевода в аналоговую форму и для последующей передачи в аппаратуру обработки сигналов радиолокационного комплекса.

[1] Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. – М.: Энергия, 1975, 528 с.
[2] Бененсон Л. С., Журавлев В. А., Попов С. В., Постнов Г. А. Антенные решётки. – М.: Советское радио, 1966, 368 с.
[3] Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. – М.: Радио и связь, 1986, 448 с.
[4] Журавлев А.К., Лукошкин А.П., Поддубный С.С. Обработка сигналов в адаптивных антенных решетках. – Л.: Изд-во Ленинградского университета, 1983, 240 с.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ РЕЖЕКЦИИ И МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ ПРИ ИЗМЕРЕНИИ МАЛЫХ УГЛОВ МЕСТА РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ЦЕЛЕЙ

В.В. Цыганов, С.А. Козлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Определение угловых координат целей, летящих на малых углах места в условиях переотражения волн от земной поверхности и местных предметов, приводит к взаимной компенсации и видоизменению интерферирующих волновых фронтов в точке приема, что затрудняет обнаружение и правильное измерение угловых координат цели. Эта задача актуальна и в современных системах ПВО.

Традиционный метод согласованной пространственной фильтрации в условиях переотражений от земной поверхности дает большие ошибки в измерении угла места цели. Вследствие этого рассматривались другие методы обработки информации, которые можно применять в условиях переотражений от земной поверхности.

Задачей в рамках данного исследования было проведение сравнительного анализа двух методов обработки радиолокационной информации (РЛИ), применительно к современным системам ПВО [1]. При исследовании данных методов использовалась модель трёхкоординатной когерентно-импульсная РЛС кругового обзора сантиметрового диапазона волн. Станция имеет в своём составе антенную решётку, состоящую из 47 антенных элементов по вертикали. Шаг расстановки элементов $d=0.67\,\lambda$. При этом, ширина диаграммы направленности составляет 1,8 градуса.

В первом методе переотражённые сигналы рассматривались как помеха, вследствие чего предварительно осуществлялось их подавление (режекция) и только после этого проводилось измерение угла места прямого сигнала [1, стр. 23-26].

На рис. 1 представлены диаграммы направленности четырёх пространственных каналов, соответствующие ожидаемым углам прихода прямого сигнала 1,2,3,4 градусам, при наличии режекции на минус 5 градусов.

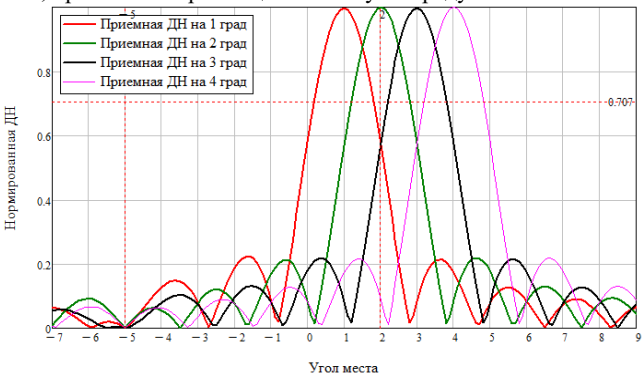


Рис. 1

В данном случае помеховый сигнал расположен при больших отраженных углах места. Видно, что в направлении помехи формируется глубокий провал в диаграмме направленности, главные лепестки при этом не смещаются.

Обратный результат виден на рис. 2, при наличии режекции в области малых отрицательных улов места.

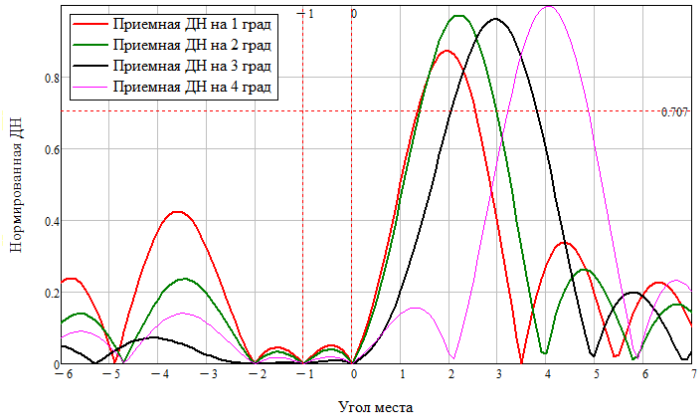


Рис. 2

Все сигналы с направлениями прихода от 0 до минус 2 градусов будут подавлены, то есть произойдёт режекция переотражённых сигналов. Однако, при этом, затрудняется измерение угловых координат в диапазоне углов от 0 до 2 градусов. Второй негативный эффект состоит в том, что при малых углах места наблюдается уменьшение коэффициента передачи пространственных фильтров. Данный фактор является источником потерь в отношении сигнал/шум, величина которых может достигать нескольких децибел.

Следующий рассматриваемый метод – метод максимального правдоподобия. В отличие от метода режекции в этом методе прямой и переотражённые сигналы фигурируют на равных основаниях, и задача состоит в выявлении полезного сигнала на фоне помехового [2]. Как правило, эти углы места не известны, но, по априорным сведениям, о том, какие значения параметров могут реализовываться чаще, можно получить их оценки максимального правдоподобия.

При исследовании пробные значения координат прямого сигнала варьировались в области положительных углов места от 0 до 10 градусов, а координаты переотражённого – в интервале отрицательных углов от минус 10 до 0 градусов.

Исследование проводилось для зеркального и диффузного переотражения. Результаты приведены на рис. 3 и 4 соответственно.

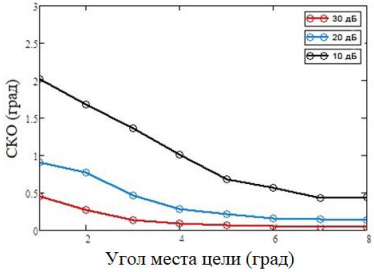


Рис. 3

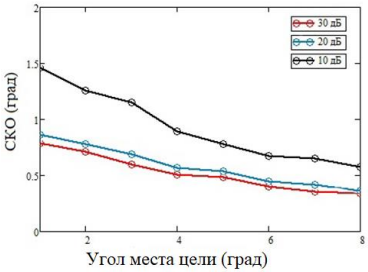


Рис. 4

На приведённых графиках показаны зависимости среднеквадратической ошибки измерения от углового положения цели, вычисленной по 1000 реализаций. В качестве параметра использовалось отношение амплитуды прямого сигнала к стандартному отклонению шума (отношение сигнал/шум) на входе пространственной обработки.

Моделирование показало, что метод максимального правдоподобия как в случае зеркального, так и диффузного переотражения позволяет получить приемлемые результаты измерения малых углов места целей.

В процессе исследования двух методов обработки РЛИ была выявлена низкая эффективность метода режекции. Это обусловлено, прежде всего тем, при малых углах места наблюдается существенное уменьшение коэффициента передачи пространственных фильтров (коэффициент усиления приемной ДН), что свидетельствует о невысокой эффективности данного метода в условиях многолучевого распространения волн.

При анализе характеристик измерений малых углов места целей методом максимального правдоподобия в условиях переотражений сигналов от земной поверхности выяснили, что данный метод в случае как при диффузном, так и зеркальном переотражении обеспечивает приемлемую точность измерения малых углов места обнаруживаемых объектов, т.к. величина среднеквадратической погрешности, обеспечиваемая данными методами, не превышает ширины ДН. К недостаткам данного метода относится то, что его реализация требует больших вычислительных затрат.

На основе сравнительного анализа, можем сказать, что метод МП более эффективен при измерении малых углов места цели (когда цель находится далеко), нежели метод режекции.

[1] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Методы пространственной обработки сигналов в радиосистемах с антенными решетками // учеб. пособие Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород, 2008, с. 171.

[2] Кривошеев В.И. Современные методы цифровой обработки сигналов (цифровой спектральный анализ) // учеб. пособие Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 2006, с. 114.

МЕТОД СТЕПЕННЫХ ВЕКТОРОВ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ПОМЕХ В MIMO РАДАРЕ

А.А. Подкопаев, В.Ю. Семенов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современной автомобильной промышленности активно начинают применяться MIMO (Multiple Input Multiple Output)-радары [1] для помощи водителю в сложных ситуациях на дороге. Антенная решетка (АР) MIMO-радара представляет собой плоскую линейную решетку из n_{tx} передающих и n_{rx} приемных печатных излучателей. Зачастую в городских условиях в эфире присутствуют помехи, которые мешают измерять дальность или азимут полезной цели. В настоящей работе рассматривается один из методов подавления активных узкополосных помех в MIMO-радаре.

Основная особенность АР MIMO-радара состоит в том, что за счет специально подобранной топологии расположения на плоскости передающих и приемных излучателей в этих системах на прием образуется виртуальная АР с числом виртуальных излучателей: $N = n_{tx} \cdot n_{rx}$. Таким образом апертура АР на приемной стороне значительно увеличивается, что приводит к увеличению точности пеленгования полезной цели. Плата за это – расширение спектра сигналов за счет использования ортогональных последовательностей на передающей стороне [2].

Оптимальный весовой вектор **W**, обеспечивающий максимальное отношение сигнал шум плюс помеха (ОСШП) на выходе ААР, определяется из решения уравнения[3]:

$$\boldsymbol{M} \cdot \boldsymbol{W} = \boldsymbol{S}, \qquad (1)$$

M – корреляционная матрица (КМ) помехи на входе виртуальной ААР, **S** – вектор-фазор полезного сигнала, представляющий собой фазовые коэффициенты, зависящие от пространственного направления приема этого сигнала.

При адаптивной обработке вместо точного вектора **W** используется вектор $\widehat{\mathbf{M}}$, полученный на основе максимально правдоподобной оценки **M** по L временным выборкам случайных комплексных амплитуд входного процесса **X**:

$$\widehat{\boldsymbol{M}} = \frac{1}{L}\sum_{\boldsymbol{j=1}}^{\boldsymbol{L}} \boldsymbol{X}(l) \cdot \boldsymbol{X}(l). \qquad (2)$$

Затем в соответствии с (1) находится весовой вектор $\widehat{\mathbf{W}} = \widehat{\mathbf{M}}^{-1}\mathbf{S}$. Однако, такую оценку весового вектора нельзя рекомендовать для практического использования по следующим причинам. Во-первых, КМ (2) при числе выборок $L \approx N$ является плохообусловленной, а в важном случае короткой выборки входного процесса, когда число выборок меньше числа отводов фильтра ($L<N$), матрица $\widehat{\mathbf{M}}$ становится вырожденной. Вторая проблема связана с тем, что вычислительная сложность процедуры обращения КМ пропорциональна кубу от ее размерности ($\sim N^3$) и, следовательно, резко возрастает

с ростом числа *N* каналов ААР. Задачи, связанные с обращением плохообусловленных матриц, относятся к классу некорректных задач [4] и для их решения следует использовать методы регуляризации.

Аналитическое решение для весового вектора

Рассмотрим систему степенных векторов: **M**, **MS**, $\mathbf{M}^2\mathbf{S}$,…, $\mathbf{M}^{K-1}\mathbf{S}$ с числом линейно-независимых векторов $K \leq J_{eff}$ [3], где J_{eff} – эффективное число действующих широкополосных помех.

Степенные векторы образуют неортогональный базис. Поэтому перейдем к ортонормированной системе векторов $\mathbf{F}_0$, $\mathbf{F}_1$, $\mathbf{F}_2$,…, $\mathbf{F}_{K-1}$. Ортогонализация и нормировка степенных векторов начинается с вектора **S** [4].

Представим весовой вектор в виде разложения по векторам:

$$\boldsymbol{W} = \boldsymbol{F}_0 + C_1\boldsymbol{F}_1 + C_2\boldsymbol{F}_2 + \cdots + + C_{K-1}\boldsymbol{F}_{K-1} = \boldsymbol{F}_0 + \boldsymbol{FC}. \quad (3)$$

Эффективность работы широкополосной ААР определяется величиной ОСШП. Оценку ОСШП на выходе ААР можно найти с помощью формулы [6]:

$$\hat{\eta} = \frac{\left|\widehat{\boldsymbol{W}}^H\boldsymbol{S}\right|^2}{\widehat{\boldsymbol{W}}^H\widehat{\boldsymbol{M}}\widehat{\boldsymbol{W}}} = \frac{|\boldsymbol{F}_0^H\boldsymbol{S} + \boldsymbol{C}^H\boldsymbol{F}^H\boldsymbol{S}|^2}{(\boldsymbol{F}_0 + \boldsymbol{FC})^H\widehat{\boldsymbol{M}}(\boldsymbol{F}_0 + \boldsymbol{FC})} = \frac{|\boldsymbol{F}_0^H\boldsymbol{S} + \boldsymbol{C}^H\boldsymbol{F}^H\boldsymbol{S}|^2}{\boldsymbol{F}_0^H\widehat{\boldsymbol{M}}\boldsymbol{F}_0 + \boldsymbol{F}_0^H\widehat{\boldsymbol{M}}\boldsymbol{FC}}. \quad (4)$$

Потери в ОСШП $\hat{\eta}$ на выходе фильтра при выборочной КМ помех (2) относительно ОСШП η при точно известной КМ помех будут равны:

$$B = 10log\frac{\eta}{\hat{\eta}}. \quad (5)$$

Поскольку величины **F** имеют случайный характер, необходимо применение процедуры регуляризации [4] (ограничения) размерности *K*. Исходя из физического содержания проблемы каждый *i*-й вектор, входящий в состав результирующего вектора **W**, добавляет долю собственного шума. Этот факт предлагается взять за основу процедуры регуляризации. Процесс ортогонализации следует останавливать при таком *k*, при котором ОСШП (4) начинает уменьшаться, причем базисный вектор $\mathbf{F}_k$ не следует включать в разложение (3).

Результаты численного моделирования

В качестве полезного сигнала **S** был использован тональный сигнал с плоским фронтом, приходящий по нормали к ААР. Каждая широкополосная помеха моделировалось как комплексная экспонента со случайной мощностью σ^2 из диапазона $[10\sigma_n^2...1000\sigma_n^2]$ (σ_n^2 – мощность тепловых шумов) и случайной начальной фазой из диапазона $[0..2\pi]$. Отношение расстояния между соседними излучателями (каналами) к длине волны равнялось 0,5. Азимутальные направления прихода широкополосных помех были случайными и равномерно распределенными в диапазоне [-180..+180] градусов. При этом в азимутальный сектор главного луча диаграммы направленности виртуальной ААР помехи не вбрасывались.

Антенная решетка MIMO радара состояла из n_{tx}=3 передающих и n_{rx}=5 приемных каналов. При моделировании потерь в ОСШП число степенных векторов ограничивалось тогда, когда регуляризованное ОСШП (4) на выходе ААР для текущей реализации входного процесса достигало максимума.

На рис. 1 показаны потери в ОСШП в зависимости от нормированного на $N = n_{tx} \cdot n_{rx}$ числа выборок L для традиционного метода прямого обращения матрицы (пунктирные кривые) и предлагаемого метода степенных векторов (сплошные кривые) при различном числе J помех. Число реализаций помеховой обстановки для усреднения результата равнялось 10000. На рис. 2 изображено образовавшееся число степенных векторов в зависимости от нормированного числа выборок L входного процесса.

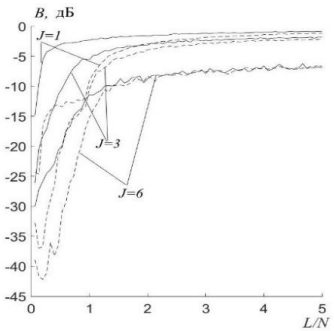


Рис. 1

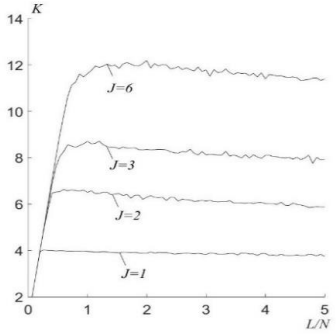


Рис. 2

Из рис. 1 видно, что метод степенных векторов в отличие от метода прямого обращения корреляционной матрицы работает для короткой выборки $L<n_{tx} \cdot n_{rx}$ при J=1 и J=3 помехах. При длинной выборке $L>n_{tx}\ n_{rx}$ предложенный метод обеспечивает меньшие потери в ОСШП, чем традиционный. Когда в эфире J=6 помех (т.е. $J \geq n_{rx}$) оба метода работают плохо. Если проанализировать рис. 2 для случаев $J<n_{rx}$, тогда можно увидеть следующую экспериментальную закономерность. Число формирующийся с помощью предложенной процедуры регуляризации приблизительно равно $\sim n_{tx}J$. Причем при $L> n_{tx}\ n_{rx}$ число формируемых степенных векторов практически не изменяется, а соответственно не изменяется и вычислительная сложность алгоритма.

Для того чтобы разобраться почему подавляются помехи, были построены ДН ААР после процедуры адаптации, т.е. с учетом сформированного весового вектора. На рис. 3 и рис. 4 изображена ДН ААР при наличии $J=3$ и $J=6$ помех, соответственно. Положение помех вбрасывалось случайно, длина обучающей выборки составляла $L=2N$. Штриховыми вертикальными линиями отмечены азимуты, на которых присутствовали помехи.

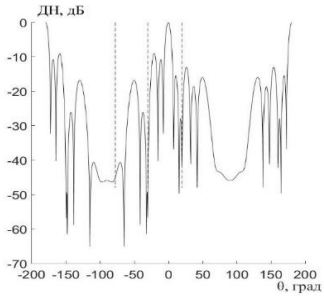


Рис. 3

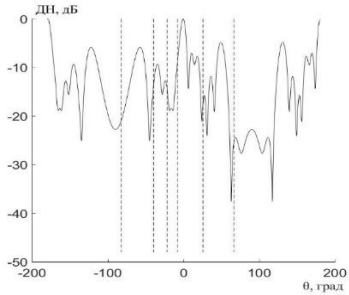


Рис. 4

При $J< n_{rx}$ в ДН ААР формируются глубокие провалы именно на тех азимутах, где присутствовали помехи, чего нельзя сказать для случая $J\geq n_{rx}$. По этой причине увеличиваются потери в ОСШП.

Заключение

Рассмотрена ААР использующаяся в MIMO радаре с n_{tx} – передающими и n_{rx} – приемными антеннами для подавления узкополосных помех и выделения также узкополосного полезного сигнала. Получено точное аналитическое решение для оптимального весового вектора ААР на основе разложения весового вектора ААР в базисе степенных векторов и процедуры их ортогонализации. Метод обеспечивает малые потери в ОСШП и работает в случае короткой обучающей выборки, когда число отсчетов меньше общего числа отводов линий задержки ($L< n_{tx}\ n_{rx}$). Вычислительная сложность алгоритма пропорциональна числу виртуальных входов ААР, числу обучающих выборок для оценки помехи и числу образованных степенных векторов. Предложена физически обоснованная процедура регуляризации решения. Рассмотренный метод подавления активных помех способен подавить не более (n_{rx}-*1*) помех. При этом число формируемых степенных векторов составляет порядка ~ $n_{tx}J$, где J-число действующих помех.

[1] Черняк В.С. О новом направлении в радиолокации // Прикладная радиоэлектроника. 2009. Т. 8, № 4. С. 477.
[2] Li J., Stoica P. Mimo radar signal processing. Wiley, 2009. 468 p.
[3] Ермолаев В.Т., Семенов В.Ю., Сорокин И.С., Флаксман А.Г., Ястребов А.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 3. С. 235.
[4] Тихонов А.И., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979, 288 с.
[5] Воеводин В.В. Линейная алгебра. – М.: Наука, 1980, 400 с.
[6] Ширман Я.Д. Радиоэлектронные системы. Основы построения и теория: справочник. – М.: Радиотехника, 2007, 512 с.

ИЗУЧЕНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ В РАДИОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ

А.С. Синицын[1)], А.А. Адёркина[1, 2)], М.В. Махлышев[1, 2)]

1) ННГУ им. Н.И. Лобачевского
2) ООО «Радио Гигабит»

Введение

Термин «машинное обучение» обозначает множество математических методов для разработки алгоритмов, решающих задачу поиска закономерностей между входными и выходными данными. В подходе машинного обучения каждый объект характеризуется набором признаков. Исходя из набора признаков и их значений, в соответствие объекту ставится ответ, который может быть меткой одного из набора классов, тогда это задача классификации, или вещественным значением, тогда это задача регрессии [1] .

В данной работе исследуется возможность применения методов машинного обучения для решения радиофизических задач. Рассматривались две задачи: задача определения точки доступа, в зависимости от принимаемой мощности сигнала и его пространственных координат и задача предсказания значения затухания мощности сигнала PL (Path Loss) в произвольной точке пути по значениям её геометрических параметров положения. Первая задача является задачей классификации, так как ответом будет метка точки доступа из набора всех доступных. Вторая является задачей регрессии, так как ответом является величина PL, выражаемая вещественным числом.

Описание алгоритмов машинного обучения

В работе рассмотрены наиболее популярные алгоритмы, используемые в машинном обучении.

Логистическая регрессия – алгоритм, подходящий для решения задач бинарной классификации. Модель подстраивает значения весовых коэффициентов для входных признаков и преобразует входные признаки, взвешенные найденными коэффициентами, в ответ с помощью логистической функции, представленной на рис. 1, преобразовывая любое значение в диапазон от 0 до 1.

Метод опорный векторов (SVM) – алгоритм, использующий для разделения входных переменных гиперплоскость. Гиперплоскость выбирается так, чтобы наилучшим образом разделять точки в плоскости входных переменных. Расстояние между гиперплоскостью и входными данными называется разницей. Наилучшая гиперплоскость – линия с наибольшей разницей. Пример гиперплоскости представлен на рис. 2.

Линейный дискриминантный анализ (LDA) – алгоритм, рассчитывающий среднее значение признаков объектов каждого класса и дисперсию. Предсказания производятся путём вычисления дискриминантного значения для каждого класса и выбора класса с наибольшим значением. Пример рассчитанных параметров для двух классов представлен на рис. 3.

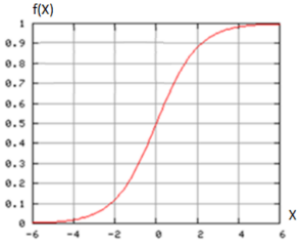


Рис. 1

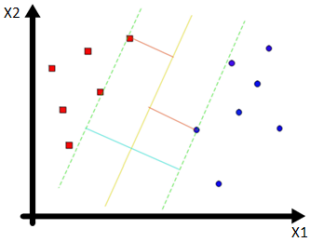


Рис. 2

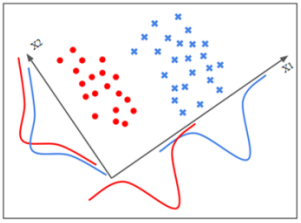


Рис. 3

К-ближайших соседей – алгоритм, рассматривающий весь набор данных и делающий предсказание для новой точки путём поиска К-ближайших соседей в наборе данных. Соседи являются объектами со схожим по значению набором признаков. Пример построения предсказания на основе трех соседей представлен на рис. 4.

Дерево принятия решений – алгоритм, который можно представить в виде графа. Каждый узел представляется собой точку разветвления для входных признаков. Предсказания производятся путём прохода по дереву от корня к концевому узлу и вывода значения класса на этом узле. Пример построения дерева решений представлен на рис. 5.

Случайный лес – алгоритм, состоящий из множества деревьев решений. При построении каждого дерева используется случайный набор признаков. Итоговый ответ находится усреднением ответов, полученных во всех построенных деревьях [2] . Пример построения алгоритма случайного леса показан на рис. 6.

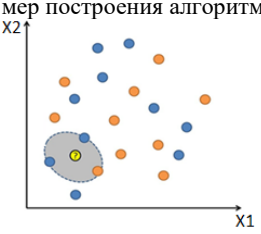


Рис. 4

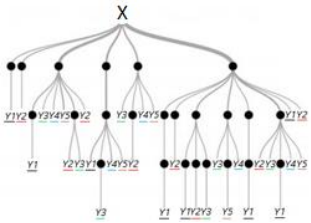


Рис. 5

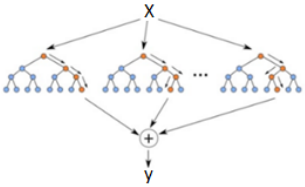


Рис. 6

Помимо классификационных алгоритмов, описанных выше, существуют регрессионные. Самый простой регрессионный алгоритм – линейная регрессия – модель, описывающая поведение данных по линейному закону. Часто такая модель не применима, так как, во многих реальных задачах данные описываются нелинейным законом. В таком случае применяют полиномиальную регрессию, в которой можно задавать степень полинома, чтобы более точно предсказывать поведение.

Стоит отметить, что описанные методы классификации могут применяться и в задачах регрессии, что будет показано в практических примерах. Для регрессионных методов аналогичное утверждение не верно.

Применение алгоритмов для решения задач классификации

Для применения алгоритмов первой была выбрана задача определения точки доступа, в зависимости от принимаемой мощности сигнала и пространственных координат принимающего устройства [3] .

В наборе данных содержатся переменные: метки точек доступа, которые могут принимать одно из четырех значений (A, B, C, D), уровень принимаемой мощности, характеризующийся величиной RSSI (Received Signal Strength Indicator), выражаемой в dBm; двумерные координаты точек, в которых производились замеры.

Точность используемой модели для предсказания данных оценивалась отношением количества правильно предсказанных данных к размеру всего набора данных. Точность алгоритмов для данного примера приведена в табл. 1.

Табл. 1

Модель	Метрика - Точность
Дерево решений	0.86
Случайный лес	0.86
K-ближайших соседей	0.85
SVM	0.71
Логистическая регрессия	0.44
LDA	0.43

Для применения методов в реальных задачах был установлен порог точности в 0.75. Наивысшие значения точность показали алгоритмы: дерево решений, случайный лес, K-ближайших соседей.

Применение алгоритмов для решения задач регрессии

Следующей решалась задача предсказания PL выражаемой в dB в произвольной точке пути по значениям геометрических параметров её положения.

Набор данных содержит: значения PL, значения расстояний от передатчика до приёмника, геометрические параметры пути: радиус поворота, направление поворота, величина уклона, направление уклона и другие.

В первом походе данная задача решалась как задача регрессии, то есть выходными значениями будут вещественные значения PL. Для оценки методов в этом случае использовалась метрика R2, равная отношению дисперсии предсказанных данных к дисперсии исходных данных.

Многие методы, рассмотренные ранее подходят для решения задач как классификации, так и регрессии, поэтому данная задача также решалась и как задача классификации. Для этого сделаны следующие допущения: погрешность предсказания PL составит 1 dB, то есть, итоговые значения PL будут целочисленными. При таком подходе использовалась та же метрика, что и в первой задаче.

Результаты применения обоих подходов представлены в табл. 2.

Табл. 2

Модель	Метрика – R2 параметр	Метрика - Точность
SVM	0.99	0.71
Случайный лес	0.99	0.93
К-ближайших соседей	0.99	0.94
Логистическая регрессия	1	0.8

По значениям метрики R2, близкому к 1, можно сделать вывод, что модели хорошо применимы для решения задач регрессии. По значениям метрики точность видим, что модели хорошо применимы для решения задач классификации. Эти выводы подтверждаются графически на рис. 7. На рисунке представлен набор реальных данных и предсказанных, видно, что при точности предсказания 0.71 модель предсказывает данные, но присутствует отклонение предсказания от реальных данных, а при точности 0.93 данные хорошо согласуются.

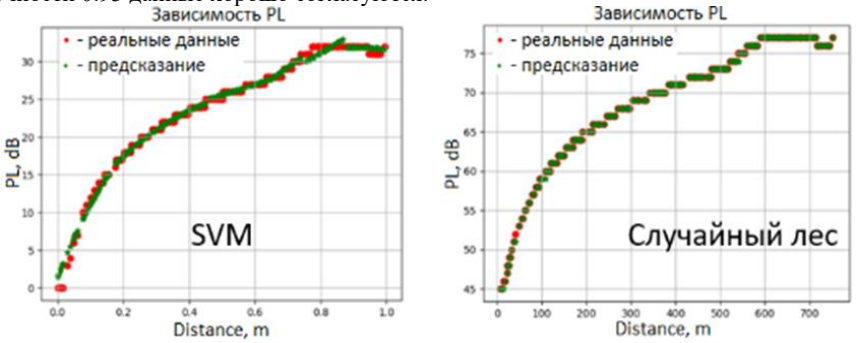


Рис. 7

Заключение

Были изучены основные подходы и методы машинного обучения. Изученные методы были применены на двух радиофизических задачах. Полученные результаты показывают высокую точность, следовательно, изученные методы могут быть применены для решения реальных задач.

[1] Мюллер А., Гвидо С. Введение в машинное обучение с помощью Python. Руководство для специалистов по работе с данными. – СПб: ООО «Альфа-книга», 2017, 480 с.
[2] Le J. The top 10 machine learning algorithms every beginner should know. URL: https://builtin.com/data-science/tour-top-10-algorithms-machine-learning-newbies
[3] Malekpour A. Indoor location determination with RSSI. URL: https://www.kaggle.com/amirma/indoor-location-determination-with-rssi

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТОКОВОГО ТРАНСФОРМАТОРА В ЦЕПИ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ ПО ТОКУ МОДУЛЯТОРА ПЕРЕДАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА ДКМВ ДИАПАЗОНА

А.Р. Сабиров

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Как сейчас, так и раньше, стоит задача повышения эффективности передающего устройства ДКМВ диапазона. Применение способа раздельного усиления составляющих высокочастотного сигнала помогает решить эту проблему, но накладывает некоторые условия на режимы работы передатчика [1].[1]

Ключевой режим работы не позволяет усиливать колебания переменной амплитуды, поэтому как раз необходимо использовать модулятор в низкочастотном (НЧ) тракте усилителя. НЧ тракт представляет собой усилитель постоянного тока огибающей, который построен с использованием широтно-импульсной модуляции (ШИМ) и работает в ключевом режиме. Частота ШИМ приближается к 400 кГц, что тем самым требует быстродействие цепей обратной связи, как минимум до 1 МГц. Отсюда вытекает проблема со считыванием тока индуктора в цепи обратной связи по току.

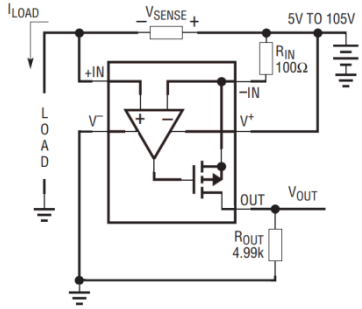


Рис. 1

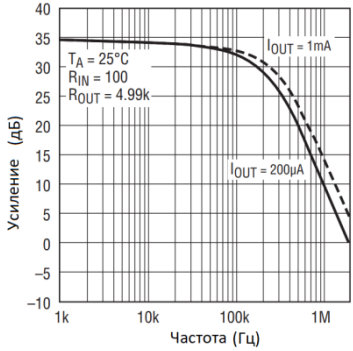


Рис. 2

Применение универсальных решений высоковольтных усилителей с измерением тока позволяет компактно и удобно разместить микросхему на печатной плате. На рис. 1 представлена принципиальная схема подключения, на первый взгляд она проста и легка в использовании. Микросхема контролирует ток через напряжение на внешнем измерительном резисторе (шунтирующем резисторе). Внутренняя схема преобразует входное напряжение в выходной ток, позволяя преобразовать небольшой сигнал считывания при высоком синфазном напряжении в опорный сигнал относительно корпуса. Низкое смещение постоянного тока позволяет использовать небольшой шунтирующий резистор и большие резисторы регулировки усиления. В результате потери мощности в шунте уменьшаются.

Максимальное входное напряжение считывания 500 мВ позволяет контролировать широкий диапазон токов. Частотная характеристика на рис. 2 наглядно показывает, что не хватает быстродействия отклика, что понижает точность сигналов для предупреждений о токе нагрузки и управления защитой от отключения.

Один вариант решения данной проблемы – собрать подобную схему на дискретных компонентах самостоятельно, используя более высокочастотные компоненты. Важной особенностью выбора операционного усилителя, является способность работы в так называемом режиме «Rail to Rail», так как снимаемое падение напряжения на V_{sens} находится на уровне близком к напряжению питания.

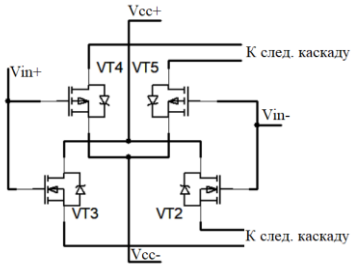


Рис. 3

На рис. 3 показан входной каскад rail-to-rail, который содержит по паре N-канальных и P-канальных транзисторов. P-канальные полевые транзисторы отвечают за работу с сигналами от потенциала земли в случае с однополярным питанием. N-канальные полевые транзисторы работают с сигналами до положительного напряжения питания. Большинство подобных двухкаскадных ОУ разработано таким образом, что переключение между активными каскадами происходит при напряжении на 1,3 В ниже положительного напряжения питания. При более высоких значениях P-канальным транзисторам не хватает напряжения на затворе, и сигнал скачком перенаправляется к N-канальным ключам.

Другим вариантом решением проблемы является использование токового трансформатора, что является стандартом для точного измерения тока в приборостроении и других областях применения высоконадежного оборудования является трансформатор тока. Трансформатор точен, прост в применении, судя по схеме его включения на рис. 4, и надежен, но при этом имеет гораздо большие габаритные размеры, поэтому придется пожертвовать компактностью и удобством размещения на печатной плате.

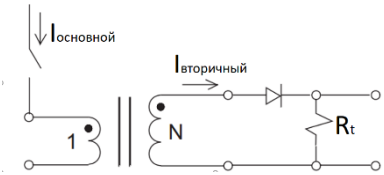


Рис. 4

Измерительный трансформатор – представляет собой понижающий трансформатор, предназначенный для преобразования тока большой величины до значения, удобного для измерения. Для вычисления значения резистора (R_t) используется следующая формула $R_t = V_{\text{вых}} N / I_{\text{осн_пиковый}}$, где $V_{\text{вых}}$ – необходимый уровень напряжения для измерения, N – число витков вторичной обмотки, $I_{\text{осн_пиковый}}$ – максимальный измеряемый ток.

Не забудем о такой особенности любого преобразователя напряжения в режиме работы с фиксированной частотой, как нестабильность внутренней токовой петли обратной связи, работающего с коэффициентом заполнения более 50 %, независимо от состояния контура обратной связи по напряжению. При введении небольшого уровня компенсации наклона во внутренний контур, стабильность будет достигнута для всех значений рабочего цикла [3].

Нестабильности токовой петли обратной связи заключается в том, что при высокой выходной мощности коэффициент заполнения рабочего цикла становиться 50 % и больше индуктор уходит глубоко в режим непрерывных токов и "крутизна" этой пилы

сильно уменьшается (уменьшается скорость нарастания тока дросселя). Когда ток на нагрузку очень большой, импульс тока имеет практически плоскую прямоугольную форму. При этом компаратор управляющей широтно-импульсной модуляцией не может точно определить, когда именно ему срабатывать. Схема, изображенная на рис. 5, помогает избежать нестабильности рабочего цикла при коэффициенте заполнения больше 50 %.

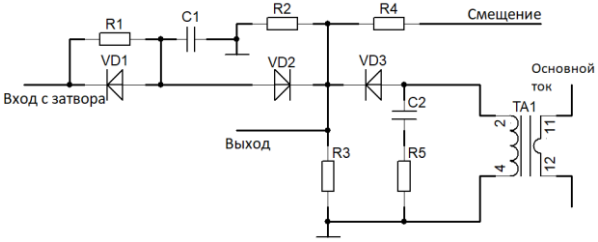


Рис. 5

Добавление в схему модулятора токового трансформатора и схемы компенсации наклона позволило сформировать не искаженный токовый сигнал с индуктора, что существенно улучшило энергетические характеристики, повысило стабильность работы на всех уровнях рабочего цикла, а именно уменьшило количество отказов работы в процессе настройки и регулировки до нуля.

От модулятора напрямую зависит линейность выходного сигнала усилителя [4] , поэтому на согласование модулятора с усилителем, который представляет собой нелинейную нагрузку, обращено особое внимание, чтобы радиостанция удовлетворяла жестким требованиям по качеству выходного сигнала, предъявляемым к передатчикам специализированных систем связи и управления. Принятые схемотехнические решения позволяют использовать разработанный блок в составе мощных радиопередающих устройств.

[1] Шахгильдян В. В. Радиопередающие устройства, 3е издание. – Москва: Радио и связь, 2003, 342 с.
[2] Варламов О. В. // T2Comm – Telecommunications and Transport» magazine. 2011. № 9. С. 45.
[3] Texas Instruments Incorporated. Modeling, Analysis and Compensation of the Current-Mode Converter / Texas Instruments Incorporated. – MERRIMACK, NH 03054, Application Note, Cop. 1999.
[4] Сабиров, А. Р. // В кн.: Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. / под общ. ред. В. В. Матросова. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 271.

ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ РАСПОЗНАВАНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫМИ И ОПТИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ ВОЗДУШНЫХ ОБЪЕКТОВ ТИПА «ПТИЦЫ» ПО ТРАЕКТОРНЫМ ПРИЗНАКАМ

Е.С. Фитасов[1)], Д.А. Пальгуев[1)], А.Б. Борзов[2)], Д.А. Васильев[2)], О.С. Носкова[1)], К.Н. Пиунов[1)]

[1)]ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)]МГТУ им. Н.Э. Баумана

Введение

В последние 10-15 лет началось бурное развитие беспилотных летательных аппаратов (БПЛА). Одной из основных тенденций в развитии БПЛА является сокращение массогабаритных характеристик, вследствие чего в настоящее время при обнаружении БПЛА радиолокационными станциями возникает проблема их идентификации на фоне птиц. Это, в первую очередь, обусловлено схожестью сигнальных параметров ББЛА и птиц: ЭПР, скорости полета, высоты полета и др. Исходя из этого, для обнаружения БПЛА на фоне птиц предлагается использовать анализ траекторий сопровождаемых объектов.

Модель движения птицы

В общем случае модель движения птицы можно представить, как хаотичное движение в пространстве (см. рис. 1). Говоря другим языком, будем считать, что птица в своем движении не имеет конкретного курса хотя бы на некоторых масштабах времени, то есть ее курс является случайной величиной.

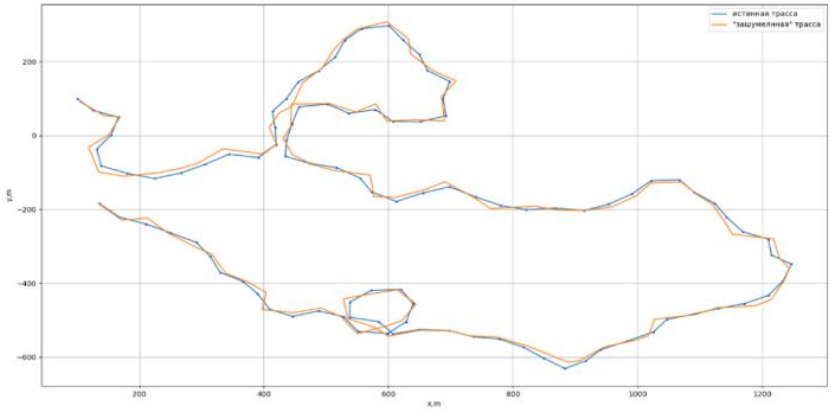


Рис. 1

Траектория птицы может быть представлена следующей моделью движения. **Курс птицы** – случайный процесс, подчиняющийся некоторому закону распределения. **Скорость птицы** также случайный процесс, подчиняющийся нормальному распределению.

Модель движения БПЛА

При моделировании траектории БПЛА будем исходить из того, что БПЛА при своем движении ограничен в ресурсах и имеет определенную цель полета. Следовательно, траектория БПЛА в основном состоит из участков прямолинейного движения много большей длительности по сравнению с траекторией птицы. Однако стоит учесть, что на БПЛА могут оказывать воздействие такие природные явления как ветер и др. В таком случае, будем считать, что при своем движении БПЛА может также испытывать флуктуации курса и скорости, однако модуль этих случайных отклонений меньше, чем для траекторий птиц.

Алгоритм селекции воздушных объектов типа «птицы» по траекторным признакам

Алгоритм селекции состоит из следующих составных частей: 1) определение наличия маневра и его типа; 2) проверка принадлежности сопровождаемого объекта к определенному типу; 3) выдача типа сопровождаемого объекта.

Маневры предлагается разделить на **плавный** маневр и **резкий** маневр.

Резкий маневр – курс объекта изменяется на большую величину за 1 обзор РЛС. **Плавный маневр –** курс объекта изменяется плавно, в течение нескольких обзоров РЛС. Именно это отличие в траекториях БПЛА и птиц является основой для построения алгоритма.

Процедура обнаружения резкого маневра основана на вычислении разности курса за последние два обзора. Решение о маневре принимается в том случае, если изменения курса превысили некоторый порог.

В основе процедуры обнаружения плавного маневра лежит аппроксимация линейной функцией в скользящем окне последних N измерений. Аппроксимация производится по методу наименьших квадратов.

Апробация алгоритмов на модельных данных

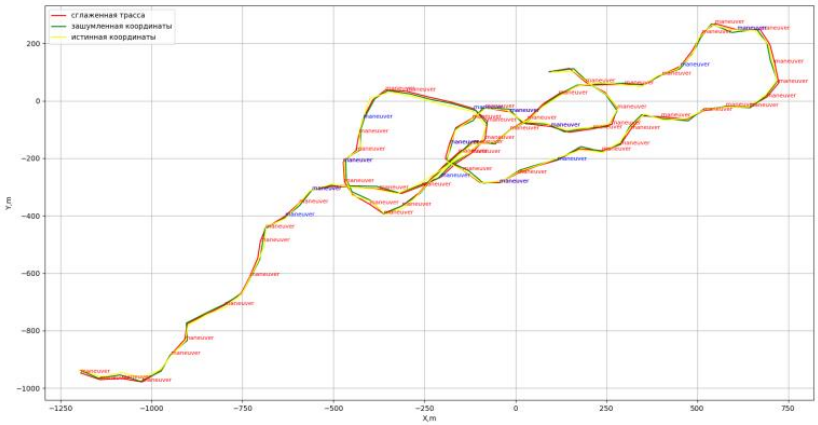


Рис. 2

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования. Как видно из рис. 2 и 3, количество маневров, регистрирующихся на траектории птицы, значительно превышает число маневров, обнаруженных на траектории БПЛА.

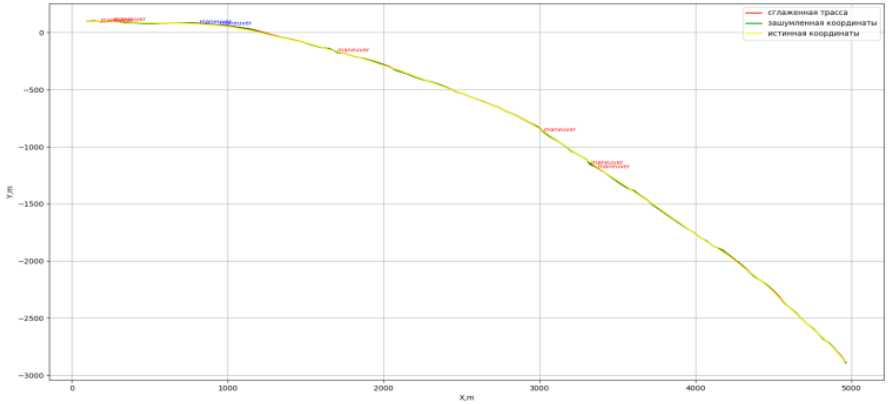


Рис. 3

Апробация алгоритмов на реальных данных

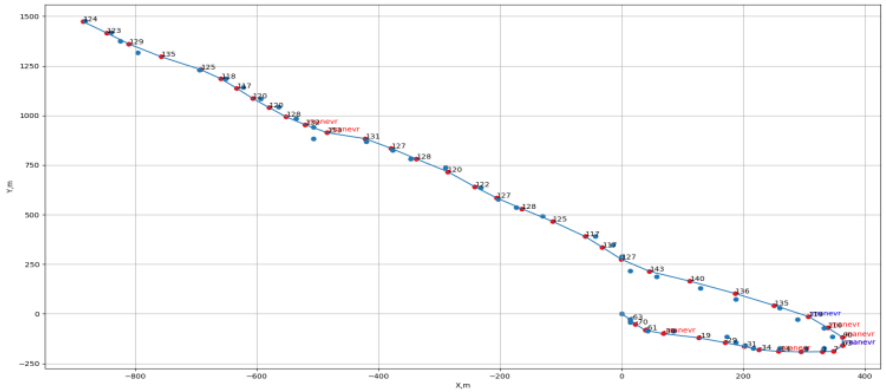


Рис. 4

На рис. 4 представлены результаты натурных экспериментов. В качестве регистрирующей РЛС использовалась трехкоординатная РЛС малой дальности кругового обзора L-диапазона и оптическая система. Как видно из рис. 4, на реальной траектории происходит обнаружение маневра. Алгоритм определения плавного маневра срабатывает только на том участке траектории, где происходит разворот БПЛА, а алгоритмы определения резкого маневра срабатывают там, где курс объекта меняется на достаточно большую величину – порядка 20 градусов.

Применение алгоритма сетевой обработки

В ряде случаев, например, тогда, когда БПЛА находится уже в ближней зоне и начинает часто маневрировать, по траекторным признакам сделать вывод о типе объекта будет затруднительно. В таком случае, точно определить тип сопровождаемого объекта могут оптические системы. Чтобы объединить данные от оптической и радиолокационной систем можно применить алгоритм сетевой обработки. При этом происходит объединение информации от нескольких источников, что в нашем случае позволяет объединять радиолокационную и оптическую информацию по конкретному объекту, а решение о типе объекта может принимать уже оптическая система. Также важно отметить, что алгоритм сетевой обработки позволяет работать с неполными пакетами данных и производить объединение по разным источникам данных.

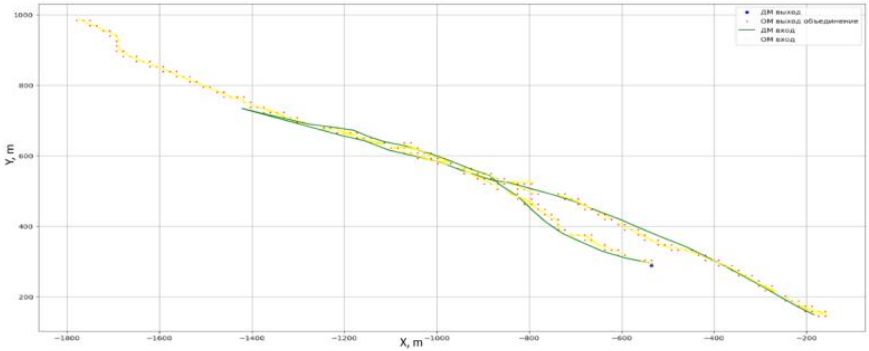


Рис. 5

На рис. 5 показано объединение информации от РЛС и оптической системы. На вход алгоритма сетевой обработки подаются данные с радиолокационного модуля (траектория зеленого цвета), оптического модуля (точки желтого цвета). На том участке, где траектории находятся близко друг к другу, происходит объединение данных по радиолокационному модулю (точки синего цвета), а там, где присутствуют данные только от оптической системы, происходит выдача данных от оптики.

[1] Кузьмин С.З. Основы проектирования систем цифровой обработки радиолокационной информации. – М.: Радио и связь, 1986, 352 с.
[2] Фарина А., Студер Ф. Цифровая обработка радиолокационной информации. Сопровождение целей: Пер. с англ. – М.: Радио и связь 1993, 320 с.
[3] Пальгуев Д.А., Фитасов Е.С., Борзов А.Б., Павлов Г.Л., Васильев Д.А. // Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2020. Т. 38, № 2. С. 14.

СЕЛЕКЦИЯ ПОМЕХ В ГИДРОАКУСТИЧЕСКОМ КАНАЛЕ СВЯЗИ

М.А. Аникин[1, 2], М.Ю. Квасников[2], В.В. Сатаев[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Филиал АО «Корпорация «Комета» – «КБ «Квазар»

Введение

Современные тенденции развития науки и техники уже не могут ограничиваться только одним разделом физики. В области систем приема/передачи информации становится актуальным разработка устройств на стыке различных областей. Например, таких как радиотехника и гидроакустика. Распространение гидроакустического сигнала имеет свои особенности, но в то же время, принципы приема и обработки акустического сигнала подчиняются тем же законам, что и при электромагнитном сигнале.

Статистические характеристики гидроакустических сигналов и помех имеют сложный, часто нестационарный характер [1–4]. Их параметры зависят от состояния океана: температуры воды, солености, глубины, наличия течений, погоды на его поверхности, строения дна, видового состава и численности биологических объектов, интенсивности судоходства и т. д. Определяющее значение имеют протяженность и ориентация предполагаемой линии связи между источником и приемником акустических сигналов.

Оценка помеховой ситуации всегда была важным аспектом [5,6] при разработке устройств приема/передачи. Разрабатывались даже специальные устройства для наблюдения за помеховой обстановкой [7].

Постановка цели и задачи

Распространение и прием гидроакустического сигнала всегда связан непосредственно со средой распространения. Обнаружение и прием сигнала будет существенно зависеть от характеристик среды распространения. [8]. Возникает необходимость исследования влияния помех, характерных именно для рассматриваемой среды. Исследуя влияние помех на прием сигнала можно сформировать следующие задачи:

1) Оценка перегрузочной характеристики входного тракта предварительной обработки сигнала.
2) Стойкость алгоритма приема к перегрузке.

Методы и результаты исследования

В условиях сложной помеховой обстановки гидроакустические приемные устройства должны обладать хорошей устойчивостью к помеховому воздействию на тракт предварительной обработки сигнала.

Возникает вопрос, какую длительность и уровень должна иметь импульсная помеха, чтобы ввести аналоговый тракт в режим ограничения сигнала и привести к потере информации?

На рис. 1 схематично изображена схема исследуемого тракта, являющаяся каскадом операционных усилителей, фильтров и усилителя ограничителя.

Входной сигнал переменного напряжения поступает в тракт для предварительной селекции принимаемого сигнала для последующей обработки алгоритмом приема.

При моделировании в схемотехническом редакторе Micro-Cap была построена электрическая схема входного тракта и проведен анализ переходной характеристики на каждом промежуточном звене.

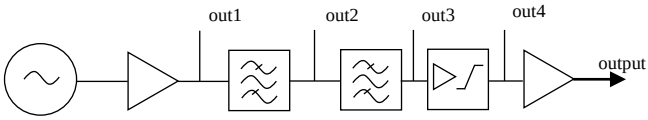


Рис. 1

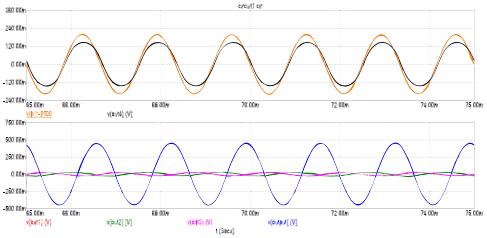


Рис. 2

На рис. 2 показан результат моделирования во временной области прохождения сигнала через схему. Из графика видно, что быстрее всех в режим ограничения сигнала входит выход out4, что соответствует выходу усилителя-ограничителя при входном сигнале 80 мкВ.

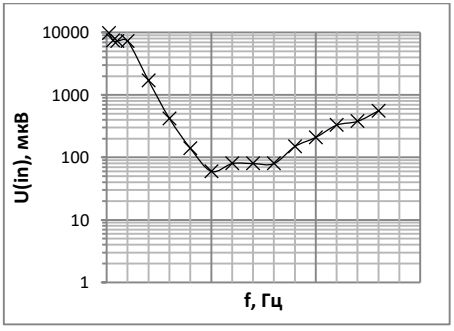


Рис. 3

Проведем моделирование в исследуемом частотном диапазоне. На рис. 3 построен график по результатам моделирования, который показывает чувствительность входного тракта к внешнему воздействию.

В данной части работы была решена первая часть задачи по оценке перегрузки входного тракта. Полученная перегрузочная характеристика позволяет численно определить, при каком уровне помех входной тракт устройства будет приводить к потере принимаемой информации.

Для решения второй части задачи, а именно определения стойкости алгоритма к перегрузке, мы воспользовались моделированием в прикладном пакете MatLab. Была реализована модель работы алгоритма приема на основе вычисления максимума функции неопределенности, а также был написан модуль, формирующий сдвиговыми регистрами ПСП сигнал, являющий-

ся символом алфавита, сгенерирован аудиофайл ФМ сигнала, в котором мы можем менять основные параметры и подавать этот аудиофайл на вход алгоритма приема.

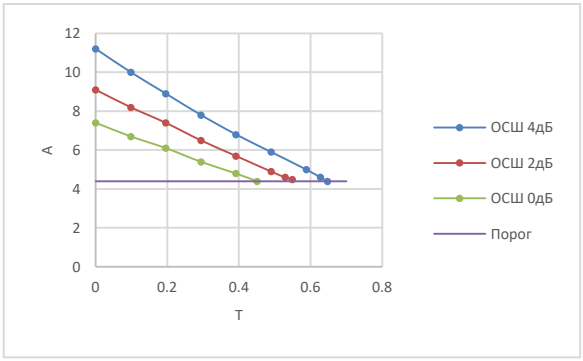


Рис. 4

Имитируя воздействие помехи на смесь полезного сигнала и шума мы пошагово убирали определенное количество бит из полезного сигнала, тем самым меняя длительность воздействия помехи на сигнал. Задавая различное отношение сигнал/шум, а именно: +4 dB, +2 dB, 0 dB мы провели серию измерений максимума приема и построили графики, где:

$$T = 1 - \frac{n_{max} - n}{n_{max}} \quad (1)$$

A – значение накопленного максимума функции неопределенности на эквалайзере;
n_{max} – длина информационной последовательности (равна 255 бит);
n – количество бит, которые удаляются.

Зная длительность одного символа ПСП, по полученным данным можно сделать вывод, что максимально возможное время воздействия помехи составляет 7.425 с, 6.3 с и 5.175 с для ОСШ +4, +2 и 0 соответственно.

Выводы

Полученные результаты говорят о существенном влиянии помех на прием сигнала в гидроакустическом канале. Описанные выше два решения можно применить в качестве метода численной оценки влияния помех.

[1] Тарасюк Ю. Ф. Гидроакустическое телеуправление. – Л.: Судостроение, 1985, 200 с.
[2] Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф. Дальность действия гидроакустических средств. – Л.: Судостроение, 1981, 205 с.
[3] Чверткин Е. И. Гидроакустическая телеметрия в океанологии. – Л.: Изд-во ЛГУ, 1978, 148 с.
[4] Филиппов Б.И., Чернецкий Г.А. // Вестник АГТУ. Сер.: Управление, вычислительная техника и информатика. 2015. № 3. С. 78.
[5] Мирошников В.И., Будко П.А., Жуков Г.А. // Научно-технический журнал «Техника средств связи». 2019. № 3 (147). С. 2.

[6] Устройство гидроакустического наблюдения за подводной сигнально-помеховой обстановкой // Патент России № 2309872. 2007. Бюл. № 31. / Антонов В.Н., Егоров А.В., Жиляев Е.А. [и др.].
[7] Дерепа А. В. // Озброєння та військова техніка. 2016. № 2. С. 29.
[8] Харкевич А.А. Борьба с помехами. – Москва: Наука, 1965, 276 с.

ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ МОЩНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.К. Британков[1], С.Б. Захаров[2]

[1] *ИПФ РАН, ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

[2] *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Введение

Во многих приложениях гидро- и сейсмоакустики используются мощные низкочастотные гидроакустические излучатели (НЧИ) [1], излучающие акустическую мощность на уровне сотен и тысяч Вт. В докладе рассмотрены технические проблемы по разработке и изготовлению электрических эквивалентов НЧИ для настройки систем возбуждения и согласования мощных гидроакустических излучателей на базе пьезоэлектрических активных элементов без проведения дорогостоящих натурных испытаний [2]. Предложенные способы реализации эквивалента с плавной перестройкой по частоте для имитации излучения гидроакустических сигналов при изменении глубины НЧИ могут быть использованы в различных практических приложениях.

Схема замещения мощного гидроакустического НЧИ

Как правило, для настройки систем возбуждения в рабочей полосе частот используются схема замещения излучателя в виде последовательного колебательного контура с параллельно включённой статической ёмкостью активного пьезоэлектрического элемента, приведенная в работе [3].

Уровень создаваемого излучателем звукового давления при заданной чувствительности НЧИ по напряжению накладывает специфические требования на электрическую прочность и процесс изготовления электрических эквивалентов мощных НЧИ с пьезоэлектрическим активным элементом [4]. Большинство излучателей ввиду роста гидростатического давления имеют дрейф резонансной частоты с ростом глубины (рис. 1).

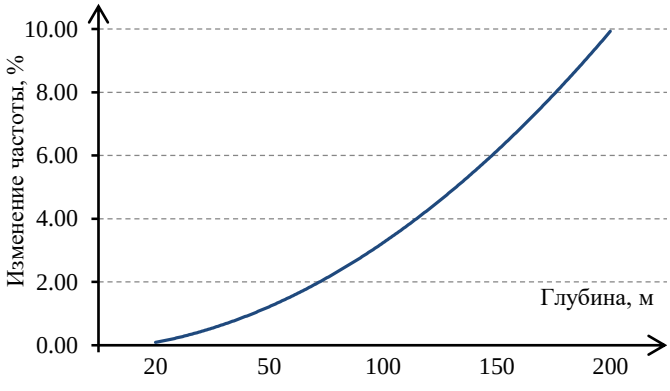


Рис. 1

Изменение гидростатического давления с глубиной вызывает также увеличение потерь при электроакустическом преобразовании, выражающемся в изменении сопротивления эквивалентной схемы НЧИ в рабочей полосе частот [5]. На рис. 2 показано изменение сопротивления эквивалентной схемы в рабочей полосе частот в зависимо-

сти от глубины мощного НЧИ продольно-изгибного типа [6] с пьезоэлектрическим активным элементом и компенсатором гидростатического давления.

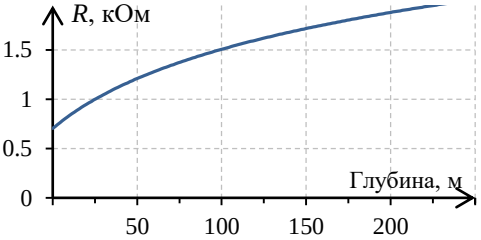


Рис. 2

Для имитации НЧИ электрический эквивалент должен иметь возможность перестройки частоты во время излучения. Общепринятых способов решения этой проблемы не существует, что связано с высокими уровнями действующих напряжений и токов в электрическом эквиваленте мощного НЧИ, а также с фундаментальными физическими ограничениями на параметры необходимой элементной базы [7], не позволяющей решить эту задачу напрямую. Данные обстоятельства исключают тривиальное решение проблемы перестройки эквивалента с помощью распространённых методов на основе варикапов или варисторов. Требуемая электрическая прочность эквивалента, обусловленная действующими в нём напряжениями [4], осложняет осуществление механической перестройки частоты колебательного контура.

Для полной имитации режимов излучения НЧИ техническая реализация «прямого» эквивалента является сложной технологической задачей, где требуется дроссель большой индуктивности с высокой электрической прочностью. С помощью понижающего трансформатора [8] действующие на реактивных элементах эквивалента напряжения снижаются, однако пропорциональное увеличения тока требует решения, обеспечивающего управление электрической мощностью порядка десятков кВт [5].

Способ реализации эквивалента с плавной перестройкой по частоте во время имитации излучения с использованием набора конденсаторов

Управление изменением резонансной частоты возможно при помощи приведенного в работе [5] ступенчатого включения набора N конденсаторов, обеспечивающих вариацию $2N$ номиналов. Для моделирования НЧИ, где точность определения частоты составляет около 0,5 % и не превышает 1 Гц, для подстройки собственной частоты колебательного контура с учётом такой точности и характера её изменения (рис. 1), достаточно 3х дополнительных конденсаторов, обеспечивающих вариацию 16 состояний (значений ёмкости) при помощи управляющего дешифратора и электронных ключей. Распределение номиналов $C_1 - C_n$ в зависимости от величины дрейфа частоты $C_k=\alpha 2C_{k-1}$, где α – коэффициент, учитывающий максимальную разницу $f_{рез}$ НЧИ.

В качестве переключающих элементов в схеме плавно перестраиваемого электрического эквивалента НЧИ высокой мощности при помощи коммутации конденсаторов использованы работающие в ключевом режиме транзисторы.

Резонансная частота, определяемая параметрами колебательного контура:

$$f_{рез} = \frac{1}{2\pi}\sqrt{\frac{1}{L^* C_k} - \frac{R^{*2}}{4L^{*2}}}, \qquad (1)$$

где L^* – обусловленная присоединённой массой индуктивность, C_k – ёмкость, определяемая жёсткостью конструкции НЧИ и ёмкостью его активного элемента C_0, причём

$$C_k = \frac{C_0 C^*}{mC_0 + C^*}, \quad (2)$$

m-коэффициент трансформации Тр1.

Основное преимущество такого способа перестройки частоты – простота схемотехнического решения, а недостатками являются необходимость точного подбора номинала конденсаторов, сложность моделирования контроллера для переключений VT1–VTN при переходах в цепи $C_1 - C_n$ тока через ноль, а также импульсные выбросы во время такого перехода.

Способ реализации эквивалента с плавной перестройкой по частоте во время имитации излучения с использованием гиратора

Ещё один способ реализации плавного изменения резонансной частоты во время имитации излучения – использование электрического аналога индуктивности (гиратора), в качестве которого используется усилитель класса D, поскольку на текущий момент для звукового диапазона существуют подобные усилители мощностью в десятки кВт. Развязка входной и выходной цепей гиратора осуществляется через делитель напряжения и оптопару (рис. 4).

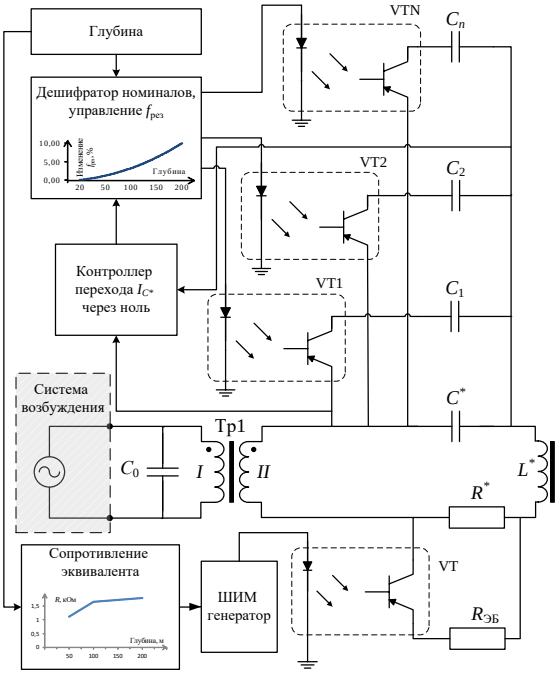


Рис. 3

Резонансная частота эквивалента определяется аналогично (1), где C_k выражается из (2), а L^* – включает в себя индуктивность рассеяния обмоток $L_{I\text{-}II}$

$$L^* = R_L R_{ЭБ} C_k + L_{I-II}, \quad (3)$$

а сопротивление потерь учитывает сопротивление делителя и электронного балласта

$$R^* = m^2 \frac{(R_L + R_1 + R_2)R_{ЭБ}}{R_L + R_1 + R_2 + R_{ЭБ}}. \quad (4)$$

Главными достоинствами такого способа являются отсутствие импульсных выбросов напряжения, снижение веса и габаритов, а также стоимости эквивалента. Од-

нако такие недостатки, как узкий рабочий диапазон частот, большое активное сопротивление и нелинейная зависимость $f_{рез}$ требуют точной настройки управляющего процессора.

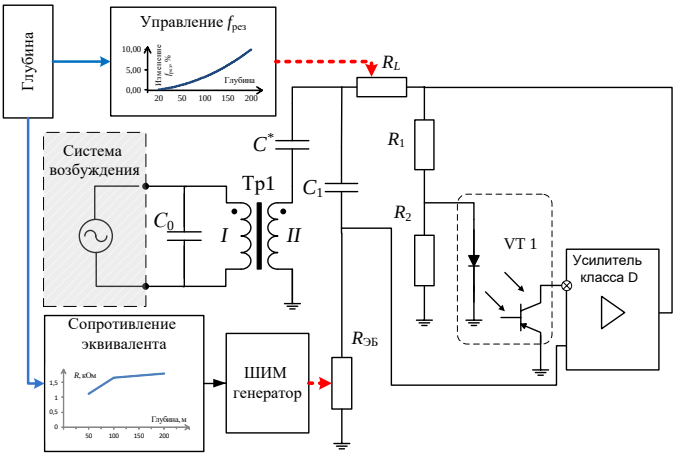


Рис. 4

Заключение

Рассмотренные выше способы плавной перестройки частоты электрического эквивалента во время имитации излучения в силу своих особенностей могут быть использованы при решении конкретной задачи. Однако в рамках апробации требуют не только моделирования, но и макетирования на существующей элементной базе.

[1] Свердлин Г.М. Гидроакустические преобразователи и антенны. – Л.: Судостроение, 1980, 232 с.

[2] Андреев М.Я., Боголюбов Б.Н., Клюшин В.В., Рубанов И.Л. // Датчики и системы. 2010. № 12. С. 51.

[3] Боголюбов Б.Н., Кирсанов А.В., Леонов И.И., Смирнов С.А., Фарфель В.А. // Гидроакустика. 2015. № 23(3). С. 20.

[4] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А., Смирнов С.Ю. Кушнерёв, Д.Н., Круглов Н.И. // Радиотехника. 2019. № 5(6). С. 129.

[5] Британков А.К., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерев Д.Н., Куневич А.В. // В кн.: Тр. Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики "ГА-2020"». 21-25 сентября 2020 г. – Санкт-Петербург: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020. С. 529.

[6] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Дерябин М.С., Фарфель В.А. // Труды МАИ. 2019. № 105. С. 1.

[7] Параметры отечественных биполярных транзисторов. Электронный ресурс. Опубликовано: 22.02.2020. URL: https://cxem.net/sprav/sprav43.php.

[8] Британков А.К., Боголюбов Б.Н., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерёв Д.Н. Электрический эквивалент гидроакустического преобразователя. Патент RU 2726222.

ОЦЕНКА КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ С ФЛУКТУАЦИЯМИ ЧАСТОТЫ

Е.А. Федосеева[1)], О.Е. Кудряшова[1)], Е.В. Леговцова[1)], В.В. Насонов[2)], Е.С. Фитасов[1)]

[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. Например, оценка когерентности сигналов может использоваться в задачах приёма многоканальной радиолокационной системой отраженного от цели сигнала.

В радиотехнических приложениях понятие «когерентность» характеризует связь элементов одного и того же сигнала, определяя, тем самым, «жесткость» его структуры. [4, 7]. Когерентным является сигнал с закономерной фазовой структурой, то есть детерминированный сигнал. Некогерентные сигналы – это сигналы с нежёсткой структурой. К некогерентным сигналам относятся шум или смесь детерминированного сигнала с шумом. [3, 4]

В [7] было доказано, что в качестве меры когерентности можно постулировать энтропию распределения энергии сигнала по собственным подпространствам его корреляционной матрицы:

$$H = -\sum_{i=1}^{N} \lambda_{0i} \cdot ln(\lambda_{0i}), \qquad (1)$$

где $\lambda_{0i} = \frac{\lambda_i}{Sp\,\Phi}$ – нормированные собственные значения корреляционной матрицы (КМ) Ф; $Sp\,\Phi$ – след КМ сигнала.

Когда принимаемый сигнал представляет собой сумму произвольного числа M некоррелированных сигналов $\mathbf{X_1}, \ldots, \mathbf{X_M}$ и собственного шума единичной мощности, его КМ Ф можно представить как сумму КМ:

$$\Phi = \boldsymbol{I} + \boldsymbol{X_1 X_1^*} + \boldsymbol{X_2 X_2^*} + \ldots + \boldsymbol{X_M X_M^*}. \qquad (2)$$

Был проведен анализ когерентных свойств радиолокационных сигналов при флуктуациях частоты. Модель входного процесса $\mathbf{X}$ в этом случае имеет вид [4]:

$$\boldsymbol{X_\phi} = (e^{-j((f+f_1)T)}, e^{-j(2(f+f_2)T)}, \ldots, e^{-j(N(f+f_N)T)})^*, \qquad (3)$$

где $f_1, \ldots, f_N$ – случайные частоты, распределенные по нормальному закону со среднеквадратичным отклонением (СКО) σ_f, T – период зондирования радиолокационных импульсов, N – количество импульсов в принимаемой пачке сигналов, f – частота Доплера, * – знак эрмитова сопряжения.

Плотность вероятности мгновенной частоты нормального случайного процесса определяется выражением [5]:

$$W(q,f,\Delta f)=\frac{1}{2\cdot\Delta f\cdot(1+\frac{f^2}{\Delta f^2})^{\frac{3}{2}}}\cdot F_1\left[\frac{3}{2},1,\frac{q^2}{2\cdot(1+\frac{f^2}{\Delta f^2})}\right]\cdot e^{-\frac{q^2}{2}}, \quad (4)$$

где Δf – величина, пропорциональная ширине полосы энергетического спектра случайного процесса, $F_1(\,)$ – вырожденная гипергеометрическая функция, $q^2=\frac{a^2}{\sigma^2}$ – отношение сигнал-шум (ОСШ), f – мгновенная частота (производная фазы в фиксированный момент времени).

При $f^2 \ll \Delta f^2$ и $q^2 \gg 1$ распределение частоты является нормальным распределением [5].

Функция корреляции такого сигнала [5]:

$$R_f(t)=\ exp\left\{-\left(\frac{\Delta f^2\cdot t^2}{4\pi}\right)\right\}. \quad (5)$$

Распределение (4) это пример распределения случайной величины, дисперсия которой не существует [5]. Это обстоятельство усложняет анализ оценки когерентности сигналов с флуктуациями частоты.

Тогда в качестве числовой характеристики распределения частоты может быть принято среднее ее абсолютных значений[5]:

$$\sigma_f=m(f,\Delta f,q)=\Delta f\cdot F_1\left[\frac{1}{2},1,\frac{-q^2}{2}\right] \quad (6)$$

При некотором фиксированном значении ширины полосы энергетического спектра Δf, распределение частоты будет соответствовать конкретному значению ОСШ q_0.

Таким образом, значение энтропии детерминированного сигнала с флуктуациями частоты при ОСШ $q\to\infty$будет стремиться к значению энтропии выражения (7) при фиксированном значении q_0:

$$H(q)\ =\ ln(q^2N+N)\ -\frac{q^2N+1}{q^2N+N}\cdot ln(q^2N+1) \quad (7)$$

– это энтропия аддитивной смеси детерминированного сигнала и собственного шума *без флуктуаций параметров*.

$$H_1^{min}(q)=H(q_0)$$

Значения ОСШ q_0 определяются из выражения:

$$2\cdot m(\Delta f=1,q_{0n})=\frac{n\cdot\Delta f}{\sqrt{2\pi}} \quad (8)$$

С помощью математического моделирования в Mathcad была построена зависимость энтропии от ОСШ для аддитивной смеси детерминированного сигнала и собственного шума для различных значений случайной частоты:

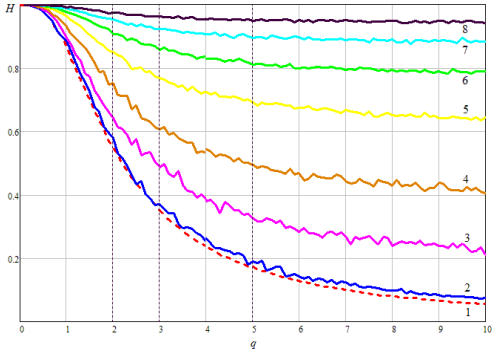


Рис. 1

Взяты различные значения среднеквадратичного отклонения случайной фазы. Кривая $1 - \sigma_f = 0; \ 2 - \sigma_f = 0.3\Delta f; \ 3 - \sigma_f = 1\Delta f; \ 4 - \sigma_f = 2\Delta f; \ 5 - \sigma_f = 4\Delta f; \ 6 - \sigma_f = 6\Delta f; \ 7 - \sigma_f = 8\Delta f; \ 8 - \sigma_f = 10\Delta f$. Пунктирной линией показана энтропия процесса без флуктуаций частоты.

Из графиков видно, что при значениях СКО $\sigma_f = 0.3\Delta f$ (кривая 2) флуктуациями частоты можно пренебречь, т.е. сигнал можно считать когерентным. А при частотных флуктуациях $\sigma_f = 10\Delta f$ (кривая 8) энтропия стремится к значению $ln(N)$, т.е. процесс становится полностью некогерентным.

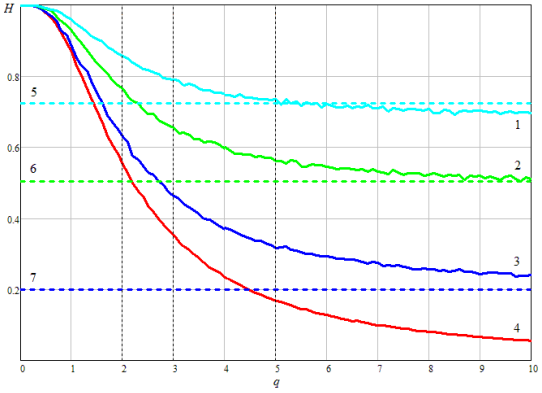


Рис.2

На рис. 2 также показаны результаты моделирования энтропии аддитивной смеси детерминированного сигнала с флуктуациями частоты и гауссового шума (кривые 1,2,3). Значения ОСШ q_1, q_2, q_3 соответствуют флуктуациям частоты $\sigma_{f1} = \Delta f, \sigma_{f2} = 2\Delta f, \sigma_{f3} = 3\Delta f$.

Кривая 4 соответствует аддитивной смеси детерминированного сигнала и гауссового шума *без флуктуаций*. Прямые 5, 6, 7 соответствуют значению $H_1^{min}(q) = H(q_{0n})$, к которому стремится энтропия детерминированного сигнала со случайной частотой при ОСШ $q \to \infty$.

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] Ермолаев В.Т., Сорокин И.С., Флаксман А.Г., Ястребов А.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2015. Т .58, № 12. С. 1083.
[3] Тихонов В.И. Статистическая радиотехника / В. И. Тихонов. – 2-е изд., перераб. и доп. М.: Радио и связь, 1982, 624 с.
[4] 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.
[5] Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Книга первая. Изд. 2-е., перераб. М.:Сов. радио, 1974, 552 с.
[6] Пестряков В.Б. Фазовые радиотехнические системы. М.: Советское радио, 1968, 468 с.
[7] Михеев П.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2006. Т. XLIX, № 1. С. 82.
[8] Ермолаев В.Т., Флаксман А.Г. Современные методы пространственной обработки сигналов в радиосистемах с антенными решетками // учеб. пособие Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева. – Нижний Новгород, 2008, с. 171.

ИСТОЧНИКИ ПОБОЧНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

В.Ф. Клюев, О.Е. Кудряшова, Е.В. Леговцова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Значительную сложность при исследовании побочного электромагнитного излучения (ПЭМИ) создаёт многообразие механизмов его возникновения. Рассмотрим некоторые из них.

Излучение линии

Рассмотрим линию, связывающую формирующее устройство (ФУ) и исполнительное устройство (ИУ) (рис. 1).

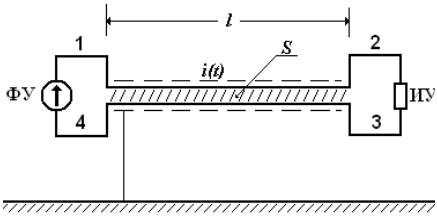


Рис. 1

Предположим, что линия представляет собой экранированную двухпроводную систему, а экран линии выполнен из неферромагнитного материала. С учётом прямого и возвратного токов контур 1-2-3-4 является рамочной антенной. Такая линия будет элементарным магнитным излучателем, если её длина l удовлетворяет условию [1]

$$l \ll c\frac{i}{di/dt} \approx c\tau, \qquad (1)$$

где $i(t)$ – ток в линии, τ – длительность фронтов импульсов, в зависимости от реальных параметров импульсов величина $c\tau \approx (3 - 3000)$ м.

За счёт электростатического экрана электрическая компонента поля существенно ослабляется, а поскольку экран неферромагнитный, то магнитная компонента поля ослабляется незначительно.

Известно [1,2], что в зависимости от величины импеданса излучателя $z = \frac{V}{I}$, (где I, V – амплитуды тока и напряжения в линии), излучатель является низкоимпедансным ($z < z_0 = 377$ Ом) или высокоимпедансным ($z > z_0$). Вблизи низкоимпедансного излучателя преобладающим является магнитное поле, а вблизи высокоимпедансного - электрическое. Например, если V=15 В, I=0,1 А, то z=150 Ом, и такой излучатель относится к низкоимпедансному типу.

Антенный эффект

При наличии отверстий и щелей в корпусе электротехнической системы электрическое и магнитное поля ФУ выходят за пределы корпуса, создавая наводки на внешнюю поверхность экрана линии связи (рис. 2). В результате по поверхности кабеля протекает ток $i(t)$, и кабель выступает в роли излучающей антенной системы.

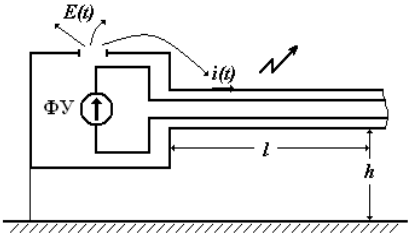


Рис. 2

Если линия располагается на высоте h над проводящей поверхностью, то согласно [1] диаграмму направленности излучения приближённо можно представить в виде

$$F(\varphi,\varepsilon) = F_1(\varphi)\cdot F_2(\varepsilon) \qquad (2)$$

где φ – угол в горизонтальной плоскости, отсчитываемый от оси линии, ε – угол в вертикальной плоскости, $F_1(x) = \frac{\sin x}{x}\cdot\sin\varphi,\ x = \frac{\pi l}{\lambda}(1-\cos\varphi)$ (в режиме стоячей волны), $F_2(\varepsilon) = \sin\left(\frac{2\pi h}{\lambda}\cdot\sin\varepsilon\right)$, l – длина линии, λ – длина волны.

Диаграммы направленности прямолинейного провода различной длины приведены на рис. 3 в режиме стоячей (а) и бегущей волны тока (б) [2], а на рис. 4 – диаграммы направленности в вертикальной плоскости при $\frac{h}{l} \approx 1$.

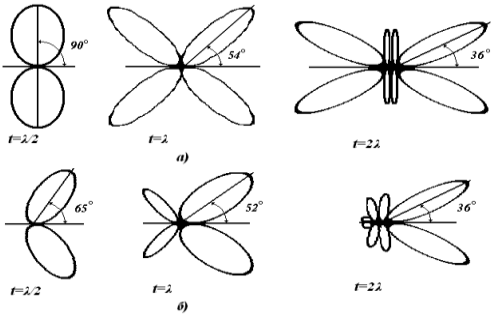


Рис. 3

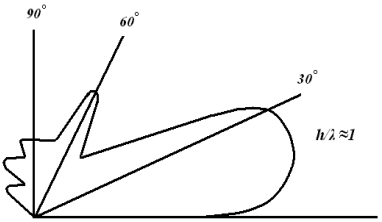


Рис. 4

Из приведённых результатов следует, что при экспериментальном исследовании уровня ПЭМИ следует учитывать изменение диаграммы направленности излучения в зависимости от частотного диапазона.

Излучение из отверстия корпуса

При наличии щелей и отверстий корпуса они являются «точечными» источниками излучения. Известно [3], что экранирующие свойства экрана при наличии отверстия определяются соотношением

$$A = \frac{E_1}{E_2}[\text{дБ}] \approx 20\,lg\,\frac{\lambda}{4\sqrt{S}} + 27\,\frac{t}{l}\ , \qquad (3)$$

где E_1 – электрическое поле внутри корпуса, E_2 – поле с внешней стороны, l[м], h[м] – длина и ширина отверстия, $S = l\cdot h$, t[м] – толщина стенки корпуса, λ[м] – длина волны.

Например, при $\lambda = 1$ м, $l = h = 1$ см, $t = 1$ мм величина $A = 30$ дБ.

При отсутствии отверстия экранирующие свойства корпуса характеризуются величиной $A = (80 - 120)$ дБ [3]. Следовательно, отверстия и щели в корпусе значительно снижают эффективность экранирования.

В соответствии с электродинамическим принципом дополнительности [1], отверстие в экране является антенной щелевого типа [2], а излучаемая ею мощность определяется соотношением

$$p \approx \frac{2\pi}{3} z_0 \left(\frac{H_1 S}{\lambda}\right)^2, \quad (4)$$

где $S = l \cdot h$ [м^2] – площадь отверстия, H_1 $\left[\frac{\text{А}}{\text{м}}\right]$ – магнитное поле в корпусе вблизи отверстия.

Плотность потока мощности излучения в полусфере на расстоянии r от отверстия

$$\Pi = \frac{P}{2\pi r^2} = \frac{1}{2}\frac{E_2^2}{z_0}, \quad (5)$$

где E_2 – амплитуда электрического поля на расстоянии r , согласно (4), (5) равная

$$E_2(r) \approx \frac{z_0 S}{r\lambda} \cdot H_1. \quad (6)$$

Излучение сетевых проводов

За счёт «паразитной» (обычно емкостной) связи ФУ с источником питания происходит наводка информативного сигнала на сетевые провода, которые становятся распределённой антенной системой. На рис. 5а показана схема связи ФУ с сетевыми проводами, на рис. 5б – эквивалентная схема для расчёта коэффициента передачи $K(f)$ напряжения ФУ на силовую сеть.

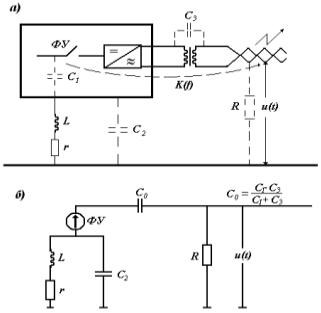


Рис. 5

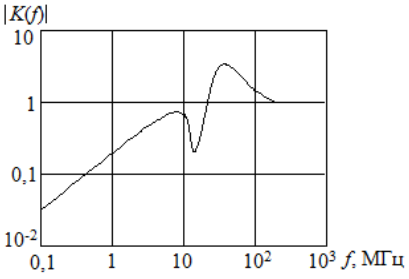


Рис. 6

На рис. 6 представлена частотная зависимость коэффициента передачи ПЭМИ в силовую сеть, которая рассчитывалась при следующих значениях параметров: сопротивление цепи заземления $r = 5$ Ом, индуктивность цепи заземления $L = 1$ мкГн, ёмкость ФУ относительно корпуса $C_1 = 100$ пФ, ёмкость корпуса относительно «земли» $C_2 = 100$ пФ, межвитковая ёмкость силового трансформатора $C_3 = 100$ пФ, волновое сопротивление сетевых проводов $R = 1$ кОм.

На частотах $f > 1$ МГц сигналы с ФУ проникают в силовую сеть, которая становится излучателем ПЭМИ. Частотная неравномерность коэффициента $K(f)$ (рис. 6) объясняется резонансными явлениями в контурах, образованных паразитными емкостями и индуктивностью сети.

Анализ показывает, что существует большое количество разнообразных механизмов генерации ПЭМИ. Относительный вклад каждого из механизмов зависит от особенностей конструктивного выполнения ФУ и линии связи.

Определение преобладающего механизма генерации ПЭМИ возможно на основе проведения соответствующим образом спланированных экспериментов.

Влияние конструктивных особенностей технических систем на уровень ПЭМИ

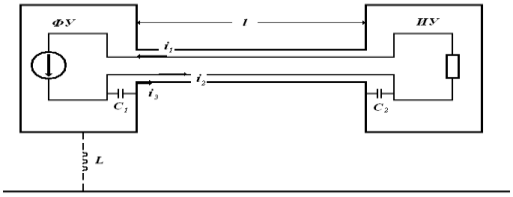


Рис. 7

Конструктивное выполнение технических систем (ТС) оказывает решающее влияние на уровень полей ПЭМИ. В конструкции, показанной на рис. 7, один конец линии заземлён, однако цепь заземления имеет большую индуктивность L. За счёт паразитных емкостей C_1, C_2 на экран линии наводится ток i_3, который, протекая по оболочке соединительного кабеля, создаёт ПЭМИ.

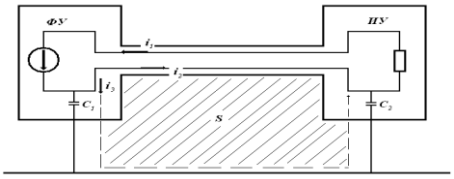


Рис. 8

При раздельном заземлении корпусов ФУ и ИУ (рис. 8), провода линии имеют емкостную связь с корпусом. В результате один из токов, протекающих по линии, разветвляется на два тока, причём $i_1 = i_2 + i_3$. Это приводит к тому, что контур площадью S обтекает ток i_3 и возникает «рамочный» механизм генерации излучения.

Проведенный анализ показывает, что измерение параметров ПЭМИ необходимо проводить после предварительного анализа электрических характеристик и конструктивных особенностей конкретных электро-технических устройств.

[1] Гольдштейн Л.Д., Зернов Н.В. Электромагнитные поля и волны. – М.: Сов. радио, 1971, 664 с.

[2] Драбкин А.Л., Коренберг Е.Б., Меркулов С.Е. Антенны. – М.: Радио и связь, 1995, 152 с.

[3] Максимов Ю.Н., Сонников Б.Г., Петров В.Г. и др. Технические методы и средства защиты информации. – СПб.: Полигон, 2000, 320 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ СИГНАЛОВ ОТ ВИНТОМОТОРНЫХ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ

С.А. Горев[1)], С.А. Козлов[1, 2)]

[1)]ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)]НИИ радиотехники (ННИИРТ)

Введение

Во многих современных прикладных задачах радиолокационная станция (РЛС) является основным, а иногда и единственным источником информационного обеспечения принятия решений. Особые требования в этом смысле при оценке воздушной обстановки предъявляются к РЛС поля боя вследствие ее высокой динамичности. Для решения этой задачи необходимо разрешить возникающие противоречие: адекватно оценивать воздушно-целевую обстановку в зоне ответственности РЛС при ограниченном времени на принятие решения. Своевременная и адекватная оценка обстановки невозможна без достоверного распознавания класса (типа) целей, особенно наблюдаемых на встречных (атакуемых) курсах и на максимальном удалении от РЛС.

Сравнение существующих гидроакустических маяков

Реализация предложенных алгоритмов классификации повышает вероятность распознавания ВЦ класса «Самолет с ВД» с 70% до 96%, а для класса «Вертолет» с 51% до 84% по сравнению с традиционным алгоритмом, основанным на быстром преобразовании Фурье (БПФ) в малогабаритной РЛС малой дальности, разработанной в ОАО «Федеральный научно-производственный центр «Нижегородский НИИ радиотехники».

Исследование возможности использования методов сверхразрешения для выявления признаков вторичной модуляции

В этом эксперименте была получена трасса ЛА, образованная эхосигналом от цели, летящей в направлении на РЛС.

Данные обрабатывались тремя методами. Классический метод – метод быстрого преобразования Фурье (БПФ), основанный на обычном преобразовании Фурье. И два метода относящихся к методам сверхразрешения (СР). Метод MUSIC, в основе которого лежит проекция собственных векторов автокорреляционной матрицы подпространства сигнала на подпространство шума. И метод прямого и обратного предсказания (ПОЛП), относящийся к классу авторегрессионных методов.

Необходимая информация о цели находится в спектре отраженного сигнала. Из теории известно, что при четном количестве вращающихся элементов (в данном случае лопасти винтового двигателя), в спектре сигналадополнительные спектральные компоненты появляются парно на эквидистантном расстоянии относительно планерной составляющей.

Трасса самолета Як-52 содержала 71 обзор. По полученным результатам обработки тремя методами была собрана статистика (табл. 1).

Табл. 1

	БПФ	Методы СР
Обзоры с разрешением	50	68
Процент разрешения	70%	96%

В следующем эксперименте участвовал вертолет Robinson R44. Помимо несущего винта (из двух лопастей) в конструкции предусмотрен рулевой винт, так же из двух лопастей. Лопасти несущего винта изготовлены из двух половин алюминиевой обшивки приклеенных к D-образному толстому лонжерону из нержавеющей стали.

Как и в первом эксперименте осуществлена обработка полученных данных тремя методами. Регистрировалось две трассы с общим количеством обзоров 212. Статистика по каждому методу приведена в табл. 2.

Табл. 2

	БПФ	Методы СР
Обзоры с разрешением	109	177
Процент разрешения	51%	84%

В спектре отраженного эхосигнала от винтомоторного ЛА класса вертолет будут присутствовать квазисимметричные модуляционные составляющие относительно планерной уже от двух четырех лопастей, что приведет к изменению спектральной структуры сигнала.

Критерием разрешимости спектральных пиков является провал между спектральными пиками по мощности в 2 раза, что равносильно 3дБ. Так же важным условием разрешения служит уровень максимума разрешенного пика: для БПФ не ниже 13-15 дБ, для методов сверхразрешения в районе 20-30 дБ.

Выводы

В рамках данной работы были обработаны данные двух натурных экспериментов и сделаны следующие выводы:

1) При обнаружении ВЦ класса «Винтовой ЛА» на встречных курсах наблюдается эффект пропеллерной модуляции, который заключается в появлении нескольких локальных максимумов в принимаемом от винтового ЛА сигнала , обусловленных отражением от динамических элементов конструкции ВЦ.
2) Современные методы спектрального оценивания: проекционный метод MUSIC и авторегрессионный метод ПОЛП преодолевают релеевский предел и способны обнаруживать гармонические составляющие вторичной модуляции
3) Результаты эксперимента показали, что применение рассмотренных методов СР позволило повысить эффективность обнаружения модуляционных признаков сигнала в 1,5 раза. Существует возможность использования методов сверхразрешения в качестве повышения вероятности обнаружения цели и определения ее класса.

[1] Марпл-мл. С. Л.Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. / под ред. И. С. Рыжака. — М.: Мир, 1990, 584 с.

[2] Справочник по радиолокации: в 4 т. Т. 1. Основы радиолокации: Пер. с англ. / под ред. Я. С. Ицхоки. – М.: Сов. радио, 1976, 456 с.
[3] Слюсарь Н. М. Вторичная модуляция радиолокационных сигналов динамическими объектами. Монография. / Н. М. Слюсарь. – Смоленск: ВА ВПВО СВ РФ, 2006, 153 с.
[4] Ширман Я.Д. Методы радиолокационного распознавания и их моделирование / Я.Д. Ширман, С.А. Горшков, С.П. Лещенко [и др.] // В Сб.: «Радиолокация и радиометрия», № 2, Радиолокационное распознавание и методы математического моделирования, вып. III, 2000. С. 5.

ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМЫ СДЦ В КОГЕРЕНТНО-ИМПУЛЬСНЫХ РЛС ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ МАЛОСКОРОСТНЫХ БПЛА

А.В. Новожилов[1)], С.А. Козлов[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] НИИ радиотехники (ННИИРТ)

Квазиоптимальная процедура обнаружения полезного сигнала на фоне помехи с заданными корреляционными свойствами

Широкое распространение мини и микро БПЛА, в том числе в военном применении, требует от радиолокационных средств новых способов обнаружения на фоне помех. Здесь имеет место эффект маскирования полезного сигнала на фоне мощной пассивной помехи (например, местного предмета). Для надежного обнаружения БПЛА в этих условиях требуется исследования системы селекции движущихся целей (СДЦ).

Наиболее традиционным методом построения системы межпериодной обработки является схема на основе системы СДЦ на базе режекторных фильтров трансверсального типа с перестраиваемой частотной характеристикой с последующим накоплением азимутального пакета. Однако неравномерность АЧХ в полосе прозрачности режекторных фильтров приводит к дополнительным потерям в обнаружении полезного сигнала.

Для решения задачи минимизации потерь в обнаружении полезного сигнала в малогабаритной РЛС предлагается квазиоптимальный способ межпериодной обработки, вытекающий из оптимальной процедуры обнаружения полезного сигнала на фоне помехи с заданными корреляционными свойствами [1, 2, 3].

В рамках данного исследования было проведено ряд натурных экспериментов при различных условиях с применением импульсно-доплеровской РЛС кругового обзора 1Л122-1Е (рис. 1) и БПЛА MATRICE 600 (рис. 2) в качестве воздушной цели. В ходе наблюдения за целью были получены трассы, образованные сигналом, отраженным от БПЛА летящей в направлении и от РЛС.

Рис. 1

- рабочая длина волны – 0,23 м;
- темп обзора антенной решетки – 2 с;
- количество импульсов в азимутальной пачке (размер выборки) – 256 импульсов.

Рис. 2

- максимальная скорость – 18 м/с;
- взлётный максимальный вес 15 кг;
- эквивалентная площадь рассеяния $<0{,}1$ м^2
- материал – карбон

Результат работы СДЦ показан на графиках. На рис. 3 видна помеха большой амплитуды от местных объектов и на ее фоне цель практически не видна, с применением метода СДЦ помеха подавляется и сигнал от цели легко можно обнаружить пороговым фильтром (рис. 4).

Оценка данных для всех случаев была произведена по величине коэффициента подпомеховой видимости. Коэффициент подпомеховой видимости есть отношение величины помехи до применения СДЦ к величине помехи после применения данного метода. [4]

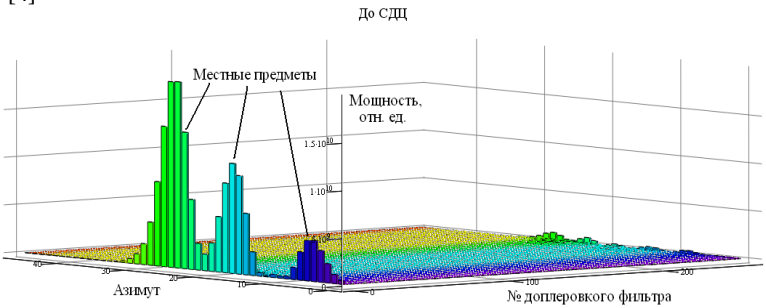


Рис. 3

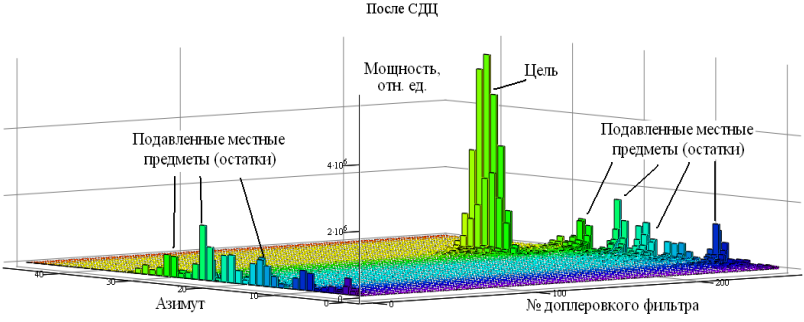


Рис. 4

Оценка данных для всех случаев была произведена по величине коэффициента подпомеховой видимости. Коэффициент подпомеховой видимости есть отношение величины помехи до применения СДЦ к величине помехи после применения данного метода. [4]

Была исследована зависимость величины режекции фильтра СДЦ в зависимости от соотношения количества нулей и шага между нулями при сохранении ширины фильтра. Так, были получены результаты для фильтров шириной D = 15, 30, 45 Гц (рис. 5).

Для всех случаев были показаны оптимальные соотношения количества нулей фильтра и шага по доплеровской частоте между фильтрами. После изменения параметров в сторону учащения расстановки нулей фильтра происходит насыщение и коэффициент подпомеховой видимости перестает расти. Так, сравнивая полученные

результаты со штатным режимом работы РЛС (5 нулей, с расстановкой через 3 Гц), можно сделать вывод, что если выбирать фильтр с оптимальным соотношением количества нулей и шага между нулями, можно получить прибавку в отношении сигнал/помеха в 6 дБ.

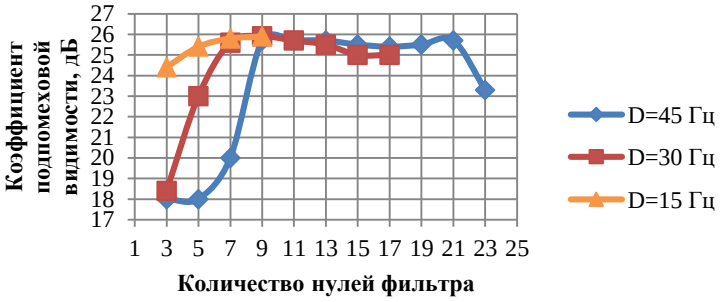


Рис. 5

Выводы

Таким образом, был проведен ряд натурных экспериментов по оценке эффективности метода СДЦ при разном количестве нулей и ширине шага расстановки нулей по частоте. На основе проведенного сравнения по коэффициенту подпомеховой видимости видно существенное увеличение вероятности обнаружения целей, это достигается при большем количестве нулей и меньшем шаге между нулями. Показателем увеличения эффективности может служить увеличение коэффициента подпомеховой видимости на 6 дБ. Этот результат может быть применен для расширения функций РЛС без изменения ее аппаратной части.

[1] Кривошеев В.И. Современные методы цифровой обработки сигналов (цифровой спектральный анализ): учебно-методический материал / В.И. Кривошеев. – Н. Новгород: ННГУ, 2006, 117 с.
[2] Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. – М.: Радио и связь, 1982, 624 с.
[3] Абраменков В.В. // Радиотехника. 2002. № 12. С. 88.
[4] Бакулев П.А., Степин В.М. Методы и устройства селекции движущихся целей – М.: Радио и связь, 1986, с. 288.

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОЗОЛЬНОГО ЭФФЕКТА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ И ЧИСЛЕННОМУ МОДЕЛИРОВАНИЮ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ ОТРАЖАЕМОСТИ

Е.К. Свечникова[1, 2], Н.В. Ильин[1], Е.А. Мареев[1, 2]

[1]Институт прикладной физики Российской академии наук
[2]ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Численное моделирование состояния атмосферы обеспечивает более детальное описание конвективных явлений, чем возможно на основе только результатов наблюдений. Выбор параметров моделирования для интересующего региона и вида явления требует верификации, то есть сравнения результатов моделирования с данными измерений. В работе предложен метод верификации для задачи воспроизведения динамики развития и структуры конвективного явления. Оценка качества моделирования основана на сравнении промоделированного и измеренного распределения радиолокационной отражаемости. С помощью разработанной методики исследованы конвективные явления, наблюдавшиеся вблизи Исследовательской Станции Арагац (40.4715 N, 44.1815 E, 3200 м н.у.м.). Показано, что в условиях высокогорного региона аэрозольные частицы не имеют существенного влияния на развитие конвективных явлений.

Введение

Эволюция конвективных систем имеет вероятностный характер, что находит отражение в их численных моделях. Поведение и наблюдаемой системы, и модели содержит элемент случайности, поэтому модель принципиально не может в точности воспроизвести динамику конвективного явления. Мы ставим цель в первую очередь описать динамику, «паттерн», структуру конвективного явления, а не количественные значения отдельных величин в конкретные моменты времени. Другими словами, мы полагаем моделирование успешным, если промоделированное развитие конвективной структуры соответствует результатам измерений по пространственному размеру, временной длительности, скорости развития, направлению перемещения. Смещение структуры в пространстве или времени в пределах области моделирования мы полагаем допустимым и совместимым с высокой достоверностью моделирования.

Одним из параметров моделирования, описывающих свойства атмосферы, является концентрация аэрозольных (то есть – не водных) частиц в воздухе. Аэрозольные частицы являются ядрами конденсации водяных капель и ядрами кристаллизации твёрдых водных частиц. Основное влияние аэрозольных частиц на динамику облачности описывается вторым непрямым аэрозольным эффектом: образование жидких и твёрдых водных частиц в присутствии аэрозольных частиц происходит более активно, что ведёт к обилию мелких водных частиц и меньшему количеству крупных, чем образовалось бы без участия аэрозольных частиц. Мы оцениваем влияние аэрозольной нагрузки на развитие конвективных явлений в высокогорных условиях Арагац путём анализа результатов численного моделирования состояния атмосферы, выполненного при разных заданных начальных распределениях концентрации аэрозольных частиц.

Моделирование состояния атмосферыЧисленное моделирование конвективных явлений выполнено с помощью модели WRF (WeatherResearchandForecastingModel) [1] с применением стратегии двух вложенных областей, с центром в месте расположения Исследовательской Станции Арагац. Размеры внешнего и внутреннего доменов: 2700×1800 км, 90×90 км, шаг сетки – 3 км и 1 км соответственно. Шаг по вертикальной координате при увеличении высоты меняется от 50 м у поверхности до 600 м на высоте 20 км. Для моделирования использованы микрофизические схемы MP8 – Thompson-2008 [2], не учитывающая процессы с участием аэрозольных частиц, и MP28 – Thompson-2014 Aerosol-aware [3], включающая описание таких процессов.

Верификация моделирования

Предварительная оценка качества моделирования сделана путём сравнения промоделированных и измеренных приземных значений температуры и давления, на основе данных из открытого архива Станции Арагац [4]. Рис. 1 и 2 показывают динамику приземных значений температуры и давления, по данным моделирования (зелёная кривая – результат моделирования с применением микрофизической схемы Thompson-2008 без учёта процессов с участием аэрозольных частиц, голубая кривая – с применением схемы Thompson-2014, учитывающей влияние аэрозольных частиц), результаты измерений (чёрные кривые), для конвективного явления 2016-06-11.

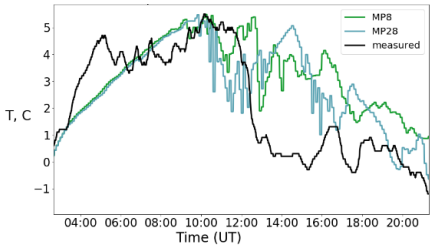


Рис. 1

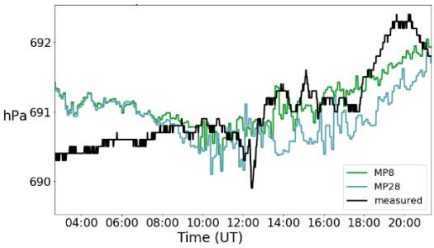


Рис. 2

Для определения достоверности моделирования структуры и динамики конвективных явлений требуется дополнительная верификация, позволяющая охарактеризовать качество описания пространственно-временной структуры, «паттерна» события. Для этой цели разработан метод верификации с использованием данных метеорадара, расположенного в 20 км от Станции [5]. Метод оценки качества моделирования основан на анализе промоделированного и измеренного распределения радиолокационной отражаемости, максимальной по столбу воздуха, в горизонтальной плоскости (далее – «максимальная отражаемость»). Каждой единице площади (здесь – 1×1 км в рассматриваемом квадрате 45×45 км) соответствует некоторое значение максимальной отражаемости, по данным моделирования и измерений. Разделив область значений отражаемости на равные интервалы (здесь – по 5 Дб), каждому интервалу поставим в соответствие относительную площадь (%, от площади квадрата 45×45 км) с отражаемостью в этом интервале. Полученные значения нанесём на график «отражаемость-площадь». Форма полученной кривой позволяет судить о крупномасштабной струк-

туре конвективного явления. Систематические ошибки измерения и моделирования отражаемости приводят к меньшей информативности положения кривой «отражаемость-площадь» по оси «отражаемость». Относительное смещение графиков для моделирования и измерений на рис. 3 учитывает систематическую ошибку и выбрано путём минимизации разности зависимостей «отражаемость-площадь» для моделирования и измерений.

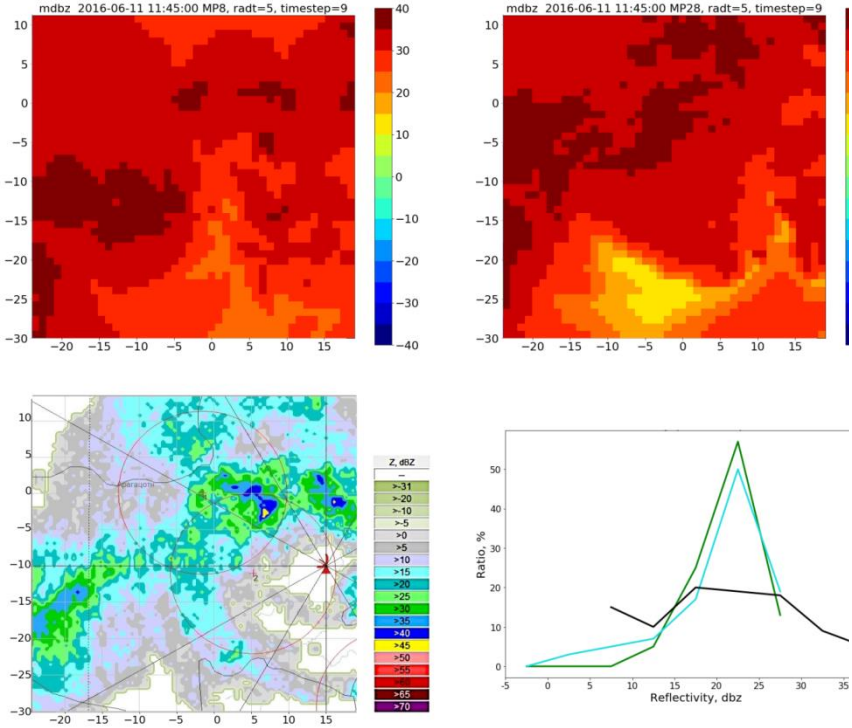


Рис. 3

Рис. 3 иллюстрирует сравнение промоделированного и измеренного распределения максимальной отражаемости в горизонтальной плоскости для 10:45 UT 2016-06-11. Верхний ряд рис. 3: результаты моделирования с применением микрофизических схем Thompson-2008 и Thompson-2014 (без учёта и с учётом влияния аэрозольных частиц). Нижний ряд рис. 3: – распределение отражаемости по данным метеорадара, зависимости «отражаемость-площадь» для данных метеорадара (чёрная кривая) и результатов моделирования (зелёная кривая – с применением микрофизической схемы Thompson-2008, голубая кривая – Thompson-2014).

Выводы

Разработанная методика верификации численного моделирования по данным метеорадара позволяет охарактеризовать качество моделирования крупномасштабного строения конвективного явления. Относительные площади, соответствующие различным значениям отражаемости, описаны с помощью зависимости «отражаемость-площадь». Форма кривой «отражаемость-площадь» является наиболее информативной характеристикой для верификации, так как воспроизвести в моделировании пространственный масштаб конвективного явления важнее, чем его форму, а относительное увеличение отражаемости – важнее, чем её абсолютное значение. Сопоставлены результаты моделирования с применением двух микрофизических схем – без учёта и с учётом влияния аэрозольных частиц. Сравнение приводит к выводу о малом отличии достоверности моделирования конвективных явлений в окрестности Станции Арагац при учёте и без учёта процессов с участием аэрозольных частиц. Слабое влияние аэрозольных частиц на формирование облачности в условиях Арагац ожидаемо ввиду низкой концентрации аэрозольных частиц в этом регионе (по результатам интерполяции данных измерений). Полученный вывод подтверждает оптимальность применения более простого способа описания микрофизических процессов для рассмотренного круга явлений. Разработанная методика пригодна для верификации моделирования на основе произвольных данных измерения распределения физической величины, обеспечивающих пространственно-временное разрешение, достаточное для поставленной задачи моделирования.

Благодарности

Авторы благодарят Р. Мкртчан и С. Овакимяна за предоставление радарных данных. Работа выполнена за счёт средств темы госзадания 0729-2020-0037.

[1] WRF model, www.mmm.ucar.edu/weather-research-and-forecasting-model
[2] Thompson, G., Field, P., Rasmussen, R., Hall, W. // Mon. Weather Rev. 2008. Т. 136. С. 5095.
[3] Thompson, G., Eidhammer, T. // Journal of the Atmospheric Sciences. 2014. Т. 71. С. 3636.
[4] Advanced data extraction infrastructure of Aragats Space Environmental Center, http://crd.yerphi.am/adei
[5] Manual for MSL radar, http://elib.rshu.ru/files_books/pdf/img-515154150.pdf

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА КРИТИЧЕСКОГО ПУТИ ДЛЯ АНАЛИЗА ИСПОЛНЯЕМЫХ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ПРОГРАММ

А.О. Щербак, М.Д. Букеев, Д.Р. Берсенёв

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Анализ производительности программ для ЭВМ очень важен во многих областях науки и техники. С появлением многопроцессорных систем возникла необходимость в оптимизации параллельных программ. В таких программах имеется начало, какое-то распределение по параллельным участкам, и далее – конец программы. Типичный вариант исполнения такой программы представлен на рис. 1. Параллельные участки исполняются на отдельных процессорах (ядрах) каждый из которых имеет один физический поток исполнения (с применением технологии hyperthreading – 2 потока). Абстракциями параллельно исполняющихся частей программы в современных операционных системах (ОС) являются процессы и потоки, которые ставятся в соответствие с физическими потоками каждого процессора 1 к 1, n к 1 или n к m, где n – виртуальные потоки ОС, m – физические потоки исполнения [1]. В качестве простейшего примера использовались потоки по стандарту posix, которые реализованы в ОС Linux с помощью библиотеки native posix thread library (NPTL). Взаимодействие с NPTL реализовано с помощью библиотеки pthread на языке Си. Визуальное представление исполнения таких программ называется графом активности программы (рис. 1). Для построения графов активности программ реальных приложений необходимо анализировать временные интервалы, которые фиксируются в момент запуска потоков, завершения потоков, вхождения потоков в режим блокировки и ожидания и т. д.

Для анализа производительности существует множество различных методов и инструментов. Одним из таких методов является метод критического пути. В основе метода лежит определение наиболее длительной последовательности блоков, исполняемой параллельной программы от ее начала до окончания с учетом взаимосвязи. Части программы, лежащие на критическом пути, имеют нулевой резерв времени выполнения, и, в случае изменения их длительности, изменяется время исполнения всей программы. С помощью метода критического пути можно определить какую часть программы следует изменить с целью оптимизации, а какую можно не изменять, так как ее изменение не приведет к какому-то заметному выигрышу. Для применения метода необходимо построить граф активности программы, затем найти критический путь в графе.

Граф активности программы

Граф активности программы – ациклический, направленный мультиграф, который показывает длительность и взаимодействие исполнения активностей программы. Активность программы – последовательность инструкций, исполняемых в программе в одном блоке, где блок представляет собой одну из параллельных частей программы. Вершинами графа являются активности, а следующие за вершинами ребра - длительности этих активностей. Граф активности программы строится на данных, собранных во время исполнения программы. Для построения критического пути на графе нужно определить параметры старта и завершения каждой активности: *ES* (early start) – максимально возможный ранний старт, зависит от раннего финиша предшествующей

вершины, *LS* (late start) – максимально возможный поздний старт при котором время всей программы еще не меняется. Точки раннего старта и позднего старта активности образуют интервал, а нахождение старта активности в этом интервале не изменит время работы всей программы. *EF* (early finish) – ранний финиш, *LF* (late finish) – поздний финиш, выход за пределы *LF* увеличит время всей программы. Точки раннего и позднего финиша также образуют интервал, а нахождение финиша в этом интервале не изменит время всей программы. *TS* (total slack) – максимальное значение на которое можно отложить активность при условии, что общее время исполнения программы не увеличится. *TS* рассчитывается по следующей формуле: $TS = ES — LS = EF — LF$. Если $TS = 0$, то эта активность на критическом пути, следовательно любое изменение этой активности приведет к изменению времени работы всей программы.

Для наглядности рассмотрим пример программы, где имеется два независимых потока, схематично представленного на рис. 2. Внизу находится временная ось, на которой отмечены события, происходящие с потоками. Поток 2 находится на критическом пути, а поток 1 — нет. Поток 2 в конце активной работы ждет внешнего сигнала, поэтому он входит в режим блокировки. Измерения временных интервалов для всех параметров определялись с помощью временных замеров во время вызова функций библиотеки pthread, где: pthread_create — определяет старт потока, pthread_exit — завершение потока, время длительности самого потока — pthread_exit — pthread_create, pthread_cond_wait — время на которое можно отложить активность.

Тогда для потока 1:
$ES1 = pthread_create1$, а $EF1 = ES1 + (pthread_exit1 — pthread_create1) \rightarrow EF1 = pthread_exit1$.

Для потока 2 ES и EF рассчитываются аналогичным образом: $ES2 = pthread_create2$, $EF2 = pthread_exit2$. Так как поток 2 находится на критическом пути, то его $LF2 = EF2 = pthread_exit2$, а $LS2 = pthread_exit2 — pthread_exit2 + pthread_create2 \rightarrow LS2 = pthread_create2$.

$LS2 = ES2$. Для потока 1 $LF1 = pthread_exit2 + pthread_(cond_wait1)$,
$LS1 = pthread_exit2 — (pthread_{exit1} — pthread_{creat} + pthread_{cond_{wait1}})$.

Применение метода критического пути к исследуемому приложению

Для применения метода было написано приложение, упрощенная блок-схема которого представлена на рис. 3. Все три потока создаются сразу, поток №1 и №2 выполняются параллельно, а поток №3 сразу же входит в режим блокировки и ожидает данные первых двух потоков. Первый поток выполняет транспонирование матрицы TR, записывает результат в файл и сигнализирует о своем завершении потоку №3. Второй поток занимается перемножением двух матриц A и B в новую матрицу C, далее записывает результат в файл и сигнализируют о своем завершении потоку №3. После того как поток №3 получает сигналы от двух других потоков, он выходит из режима ожидания и начинает выполнять сложение транспонированной матрицы TR и матрицы C, далее выводит результат в файл и завершает свое выполнение.

Для нагрузочного приложения был построен граф активности программы (рис. 4). Процессорное время – время, которое поток активно выполняется на процессоре,

измерялось с помощью функции getrusage (в контексте потока). Полное время потока – общее время существования потока, измерялось с помощью функции clock_gettime а для измерения полного времени программы использовалась функция clock. После измерений временных интервалов и построения графа активности программы для удобства построения критического пути была составлена таблица. На рис. 4 критический путь был выделен красным цветом.

Заключение

В результате проделанной работы для распараллеленной программы был применен метод критического пути. С помощью функций библиотеки Pthread можно применять метод критического пути. Далее необходимо исследовать влияние изменения критического пути на время работы приложения, а также исследовать возможности других синхронизационных механизмов для определения взаимодействия между параллельными частями программы.

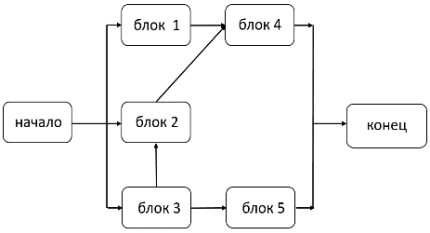


Рис. 1

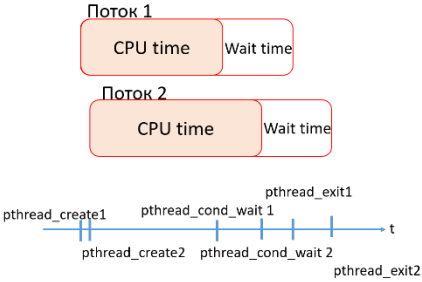


Рис. 2

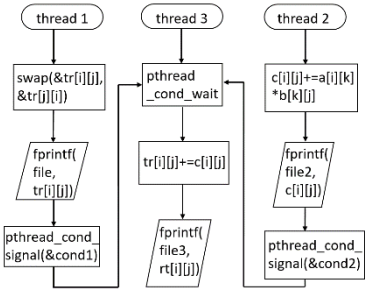


Рис. 3

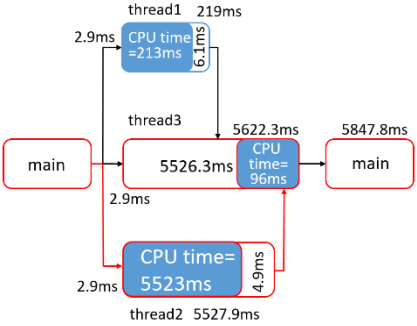


Рис. 4

Табл.

Активность	ES, мс	EF, мс	LS, мс	LF, мс	TS, мс
Main	0	2.9	0	2.9	0
Поток1	2.9	222	5311.7	5530.8	5308.8
Поток2	2.9	5530.8	2.9	5530.8	0
Поток3	5530.8	5626.8	5530.8	5626.8	0
Main	5626.8	5847.8	5626.8	5847.8	0

[1] Dave McCracken “POSIX Threads and the Linux Kernel” // Proceedings of Ottawa Linux Symposium 2010.
[2] Cui-Qing Yang, Barton P. Miller “Critical Path Analysis for the Execution of Parallel and Distributed Programs” // Proceedings of the 8th International Conference on Distributed Computing Systems. 1988.
[3] Cedell Alexander, Donna Reese, James Harden “Near–Critical Path Analysis of Program Activity Graphs” // Proceedings of the Second International Workshop on Modeling, Analysis, and Simulation On Computer and Telecommunication SystemsJanuary 1994. P. 308.
[4] D. Bakhvalov “Performance analysis and tuning on modern CPUs”. 2020. 175 p.

РАЗРАБОТКА СХЕМЫ СОВМЕСТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ АМПЛИТУДНОЙ И ФАЗОВОЙ ОШИБКИ НА ПРИЁМНОЙ СТОРОНЕ В СИСТЕМАХ СВЯЗИ С ОДНОЙ НЕСУЩЕЙ

Л.С. Кузнецов, Д.Д. Шнейдман, М.В. Махлышев

ООО «Радио Гигабит»

При разработке устройств приёма и передачи сигнала для современных беспроводных систем связи реализацию алгоритмов обработки передаваемого и принимаемого сигнала на видеочастоте, как правило, реализуют в качестве отдельного цифрового модема, который может быть далее совмещён с различными радиочастотными трактами. Популярной аппаратной платформой для реализации подобных цифровых модемов сегодня являются системы на кристалле, состоящие из процессорной подсистемы и программируемой логики [1]. Системы на кристалле обладают достаточной степенью гибкости и позволяют значительно сократить время разработки, однако алгоритмы обработки сигнала для таких систем необходимо разрабатывать с учётом реализации в условиях жёсткой ограниченности аппаратных ресурсов программируемой логики. Такой подход позволяет в кратчайшие сроки переносить систему в новые частотные диапазоны и гибко изменять параметры радиочастотного тракта. Однако при этом могут возникать новые искажения, вносимые компонентами тракта. В таком случае требуется модификация уже реализованных в цифровом модеме алгоритмов обработки сигнала.

В данной работе рассматривается система связи типа «точка-точка» с временным разделением каналов связи между двумя станциями, использующая квадратурную амплитудную модуляцию (КАМ) и передачу сигнала на одной несущей частоте. Передача и приём сигнала на физическом уровне происходит в кадрах фиксированной продолжительности. При переносе цифрового модема на новую аппаратную платформу, использующую новый каскад усиления сигнала в радиочастотном тракте передатчика, на приёмной стороне стал наблюдаться рост средней мощности принимаемого сигнала на протяжении всего кадра физического уровня. В рассматриваемой системе связи алгоритм автоматической регулировки усиления приёмника отрабатывает в самом начале принимаемого кадра, а оценка канальных искажений и эквализация сигнала на протяжении всего кадра производятся уже при фиксированной мощности принимаемого цифровым модемом сигнала. В результате, описанный эффект приводит к изменению масштаба КАМ-созвездия на входе помехоустойчивого декодера, данное изменение будем далее называть амплитудной ошибкой, что приводит к ошибкам декодирования для высоких порядков модуляции и деградации вероятности битовой и пакетной ошибки на приёмнике.

Целью данной работы является разработка блока компенсации амплитудной ошибки, который экономно использует аппаратные ресурсы программируемой логики, и может быть встроен в уже разработанный ранее цифровой модем.

Для компенсации амплитудной ошибки в работе предложено использовать подстройку (обучение) коэффициента компенсации амплитуды на протяжении всего принимаемого кадра. Ошибка компенсации для обучения коэффициента компенсации вычисляется на основе демодулятора с жёстким принятием решения. Такой демодулятор для каждого принятого КАМ-символа находит ближайшую точку референсного

КАМ-созвездия. Ошибка компенсации должна быть выбрана таким образом, чтобы обеспечивать уменьшение коэффициента компенсации в случае, когда амплитуда принятого КАМ-символа после компенсации превышает амплитуду референсной точки, и к увеличению коэффициента в обратно случае. В данной работе в качестве ошибки выбрана разность квадратов амплитуд принятого КАМ-символа и его референсной точки, нормированная на квадрат амплитуды референсной точки. Подобный выбор ошибки позволяет значительно снизить объём используемых ресурсов программируемой логики, так как для вычисления квадрата амплитуды КАМ-символа требуются только операции умножения и сложения, а величину обратную квадрату амплитуды референсной точки можно непосредственно получить из демодулятора с помощью использования блочной памяти. Описанный алгоритм компенсации может быть записан следующим образом:

$$\widetilde{z_k} = \rho_{k-1} \cdot z_k$$

$$\Delta\rho_k = \frac{|hd(\widetilde{z_k})|^2 - |\widetilde{z_k}|^2}{|hd(\widetilde{z_k})|^2}$$

$$\rho_k = \rho_{k-1} + G \cdot \Delta\rho_k,$$

где $\widetilde{z_k}$ – КАМ-символ после компенсации, z_k – КАМ-символ до компенсации, ρ_k – коэффициент компенсации амплитуды,$hd(\widetilde{z_k})$ – демодуляция с жёстким принятием решения,$\Delta\rho_k$ – ошибка компенсации, G – скорости обучения.

Подобная схема уже использована в цифровом модеме для компенсации общей фазовой ошибки – компенсация отклонений фазы принятых КАМ-символов от фазы референсных точек. Компенсация происходит за счёт умножения КАМ-символа на компенсирующий фазовый множитель, обучение которого происходит на основе ошибки, вычисляемой как разность фаз КАМ-символа после компенсации и его референсной точки. Для уменьшения занимаемого объёма аппаратных ресурсов программируемой логики, был разработан блок совместной компенсации фазовой и амплитудной ошибки, в котором используется общий демодулятор с жёстким принятием решения, а также общая машина состояний, контролирующая процесс вычисления.

Таким образом, в работе предложен алгоритм компенсации амплитудной ошибки с подстройкой коэффициента компенсации на протяжении всего принимаемого кадра. Разработанный на основе этого алгоритма аппаратный блок эффективно использует ресурсы программируемой логики за счёт выбора способа вычисления ошибки компенсации. Предложенный алгоритм компенсации амплитудной ошибки был совмещён с ранее реализованным алгоритмом компенсации общей фазовой ошибки, что также позволило сократить объём использованных аппаратных ресурсов за счёт переиспользования общих вычислительных блоков.

[1] Surantha N., Sutisna N., Nagao Y., Ochi H. // ISCIT. 2017. P. 1.

АНАЛИЗ ЦЕЛОЧИСЛЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЕКОДЕРА КОДОВ СТАНДАРТА РАДИОСВЯЗИ IEEE 802.11AD В ЗАДАЧЕ ОПТИМИЗАЦИИ РЕСУРСОВ ПЛИС

М.В. Махлышев, Л.С. Кузнецов,
Д.Д. Шнейдман, А.А. Шевченко, А.А. Адёркина

ООО «Радио Гигабит»

В настоящее время широко применяются коды с малой плотностью проверок на чётность (Low Density Parity Check – LDPC). Декодирование LDPC кодов производится с использованием итеративного алгоритма, основанного на пересчете логарифма отношения правдоподобия (Log Likelihood Ratio – LLR) для каждого бита кодового слова (Belief Propagation алгоритм) на основе поправок («сообщений»), поступающих от соседних бит [1]. Из-за особенностей при реализации алгоритма на ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема), разрядности исходных сообщений и их поправок ограничены. Увеличение числа бит для сообщения LLR с одной стороны влияет на эффективность реализации целочисленного алгоритма относительно его модели с «плавающей точкой», а с другой стороны приводит к росту ресурсов. Нахождение оптимальной конфигурации модели декодера является необходимой задачей при проектировании эффективной системы связи.

В данной работе проводится анализ влияния параметров целочисленной модели декодера на его свойства помехоустойчивости и требуемого числа ресурсов ПЛИС. Для решения данной задачи рассмотрим схему цифровой обработки принятого сигнала, представленную на рисунке. Сигнал x_{flp}, представляющий из себя последовательность комплексных символов в виде чисел с плавающей точкой, зашумленных АБГШ (аддитивный белый гауссовский шум) суммарной мощностью σ_x^2, преобразовывается в целочисленное 12-битовое представление x_{fxp} с масштабом сигнала (Backoff) (1).

$$x_{fxp}[n] = round\left(x_{flp}[n] \cdot \frac{2^{11}-1}{\sigma_x \cdot 10^{Backoff/20}}\right). \quad (1)$$

Целочисленные отсчёты демодулируются в набор LLR размерностью N бит. Полученные LLR декодируются LDPC декодером с параметрами {N, M} [3], где M – разрядность поправки LLR сообщения.

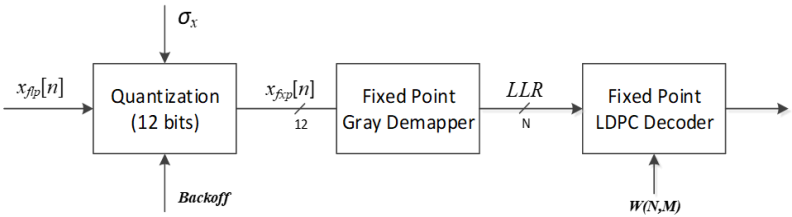


Рис.

Было проведено моделирование зависимости вероятности битовой ошибки от ОСШ (отношение сигнал/шум) входного сигнала с использованием LDPC декодера кодов стандарта IEEE 802.11ad[2] с различными параметрами {N, M}. В каждой целочисленной модели оценивалась деградация рабочей точки ОСШ по уровню 10^{-6} относительно требуемого ОСШ модели с плавающей точкой, а также определялся диапазон масштабов входного сигнала, при которых деградация рабочей точки составляет менее 0.5 дБ относительно оптимального масштаба. Результаты моделирования представлены в табл. 1.

Табл. 1

{N, M}	Рабочая точка, дБ	Деградация, дБ	Мин. масштаб, дБ	Макс. масштаб, дБ
{8,5}	9.1	0.04	13	24
{7,5}	9.1	0.04	14	23
{6,4}	9.3	0.23	14	23
{5,4}	11.4	2.3	11	16

Разрядности {8,5} и {7,4} имеют схожие характеристики по помехоустойчивости, {6,4} работает немного хуже, но деградация приемлема, а {5,4} имеет существенную деградацию рабочей точки по отношению к {6,4}.

Для рассмотренных параметров {N, M} был выполнен синтез для оценки требуемых аппаратных ресурсов. Синтез производился для ПЛИС Xilinx XC7Z020-1. Результаты представлены в табл. 2.

Табл. 2

{N, M}	LUT	Flip-Flop	Block RAM
{8,5}	17 144	20 904	32
{7,5}	16 590	20 061	30
{6,4}	14 998	18 530	28
{5,4}	14 471	17 688	25.5

Из табл. 2 следует, что разница в занимаемых ресурсах между разрядностями {8,5} и {7, 5} составляет около 3–4 %. Учитывая, что они имеют схожую помехоустойчивость, следует, что рациональнее использовать {7, 5}. Разрядность{6, 4} занимает на 9–10 % меньше ресурсов по сравнению с {7,5}, что весьма существенно при небольшом ухудшении в помехоустойчивости.

Исходя из этого, рекомендуется применять разрядность {7, 5} в ПЛИС большей емкости с более высокими требованиями по помехоустойчивости и широкому диапазону входного сигнала, а разрядности {6, 4} в ПЛИС меньшей емкости, но для которой допустимо снижение помехоустойчивости в представленном диапазоне.

[1] Barry John R. Low-Density Parity-Check Codes.Georgia Institute of Technology. October 5, 2001.

[2] IEEE P802.11ad: Wireless LAN Medium AccessControl (MAC) and Physical Layer-PHY) specifications - Enhancements for Higher Throughputin the 60 GHz Band, 2012.

[3] Шевченко А. А., Масленников Р. О. Исследование архитектуры декодера LDPC кодов для систем радиосвязи IEEE 802.11ad // В кн.: Тр. XVII научн. конф. по радиофизике. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2013. С. 221.

РАЗРАБОТКА АППАРАТНОГО БЛОКА БИТОВОГО ПЕРЕМЕЖИТЕЛЯ ПРИЁМНИКА PUSCH КАНАЛА 5G NR СИСТЕМЫ СВЯЗИ

Д.Д. Шнейдман, М.В. Махлышев, А.А. Шевченко

ООО «Радио Гигабит»

5GNRсчитается самым передовым стандартом мобильной связи, разработка компонентов которого является актуальной задачей в настоящее время. Помехоустойчивое кодирование (Forward Error Correction – FEC) является важным алгоритмом восходящего канала данных физического уровня (PUSCH) 5GNR [1].Согласно этому алгоритму, данные каждому пользователю разбиваются на блоки равной длины и независимо кодируются LDPC кодом. Битовый перемежитель переупорядочивает кодированные биты одного блока и является компонентом FEC. При разработке блоков помехоустойчивого кодирования 5GNR возникает ряд высоких требований к обработке блоков произвольной длины, передаче данных по стандартизированным шинам, занимаемой площади на кристалле и максимальной частоте тактирования.

В данной работе рассматривается разработка высокопроизводительного блока обратного перемежителя, удовлетворяющего этим требованиям. Аппаратной платформой являлась ПЛИС Xilinx RFSoCXCZU28DR[2]. Требуемые частота тактирования и максимальная пропускная способность – 320 МГц и 32 Гб/с соответственно.

Аппаратная архитектура блока включает себя несколько основных подмодулей (рис. 1). Входной контроль записи (Input Write Control) определяет приём, распределение и запись данных в память в зависимости от параметров кодирования. Двойная блочная память (Double BRAM Storage) используется для хранения данных. Дублирование объёма памяти позволяет проводить считывание одного кодового блока во время записи другого. Выходной контроль чтения (Output Read Control) применяется для управления чтением из памяти и формирования выходных контрольных сигналов. Объединитель данных (Data Combiner+Tail Processor) служит для считывания данных из памяти, объединения считываемых элементов и устранения задержек, записи данных в выходную шину.

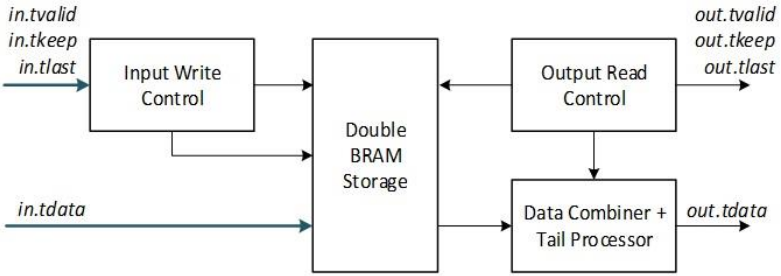


Рис. 1

Алгоритм хранения данных предполагает использование восьми блоков памяти, что соответствует максимальному количеству бит в QAM-символе. Запись происходит во все блоки памяти одновременно, а чтение – из каждого блока поочерёдно. Структура описанной процедуры чтения и записи совпадает с алгоритмом обратного

блочного перемежителя данных, в котором запись осуществляется по столбцам, а чтение – по строкам. При этом ширина данных на чтение в шестнадцать раз больше ширины на запись. Такая организация памяти увеличивает пропускную способность выходной шины блока перемежителя. В разработанной архитектуре применяется переиспользование блоков памяти в случае низших порядков модуляций после того, как выделенные для этих случаев два или четыре блока памяти будут переполнены. Это обеспечивает экономию аппаратных ресурсов в максимальном пределе до четырех раз.

Из-за гибкости протокола и возможности выставления произвольной длины кодового блока рассматриваемые в работе устройства помехоустойчивого кодирования требуют разработки сложных алгоритмов объединения данных. В случае обратного перемежителя глубина записи данных в один блок памяти в общем случае не кратна размеру вычитываемого блока, что приводит к образованию на выходе из BRAM битовых последовательностей произвольной длины («хвостов»). При последовательном вычитывании из соседних блоков памяти необходимо объединять данные и дальнейшее чтение производить со смещением. Данная операция производится блоком, архитектура которого представлена на рис. 2. Модуль контроля рассчитывает параметры и управляет обработкой «хвоста» исходя из параметров кодирования. Смещение осуществляется двумя разнонаправленными устройствами быстрого сдвига, работающими за один такт. Для дальнейшего объединения сдвинутых данных используется побитовая операция «ИЛИ».

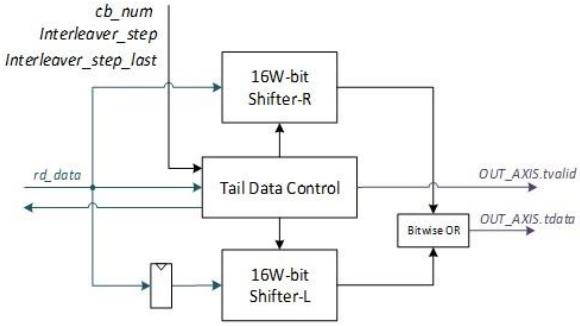


Рис. 2

Резюмируя всё вышеперечисленное, в данной работе был разработан и реализован блок обратного перемежителя, удовлетворяющий изначальным требованиям по сокращению объёма аппаратных ресурсов и сложности реализации. Блок поддерживает требуемые конфигурации, режимы работы и совместим со стандартом 5G NR.

[1] 5G NR; Multiplexing and channel coding (3GPP TS 38.212 version 15.2.0 Release 15). –ETSI, 2018. P. 18.
[2] Zynq UltraScale+ Device TRM UG1085 (v2.2). – Xilinx Inc, 2020. P. 1122.

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК СХЕМЫ ПОМЕХОУСТОЙЧИВОГО КОДИРОВАНИЯ ФИЗИЧЕСКОГО КАНАЛА ДАННЫХ В МОБИЛЬНЫХ СЕТЯХ ПЯТОГО ПОКОЛЕНИЯ

Д.А. Куров[1, 2], Е.Ю. Калынова[2], Я.П. Гагиев[2]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] ООО «Радио Гигабит»

Введение

В данном тезисе представлены результаты анализа кодов с низкой плотностью проверок на чётность (LDPC – Low Density Parity Check) [1], используемых для помехоустойчивого кодирования в физическом канале данных в мобильных сетях пятого поколения (5G NR). Основной мотивацией применения данных кодов является наличие эффективного алгоритма декодирования с высокой степенью параллелизации, позволяющего удовлетворить высоким требования на пропускную способность до 5 Гбит/с. Несмотря на то, что LDPC коды достаточно хорошо изучены и уже применялись во много стандартах связи, таких как IEEE 802.11n/ad/ay, 802.16e, DOCSIS, DVB-S2 и другие, структура кодов в 5G NR примечательна по следующим причинам. Во-первых, данные коды позволяют поддержать широкий диапазон возможных размеров кодовых блоков – от десятков до тысячи бит. Во-вторых, изменение скорости кодирования может быть выполнено с очень низкой гранулярностью, что является существенным преимуществом при наличии гибридного автоматического запроса на повторение (H-ARQ – Hybrid Automatic Repeat Request) с возрастающей избыточностью.

Целью данного тезиса является изучение структуры LDPC кодов, используемых в 5G NR, и анализ свойств помехоустойчивости.

Структура LDPC кодов

Стандарт радиосвязи 5G NR [2] определяет LDPC код с квазициклической структурой через базовый граф показанный на рис. 1.

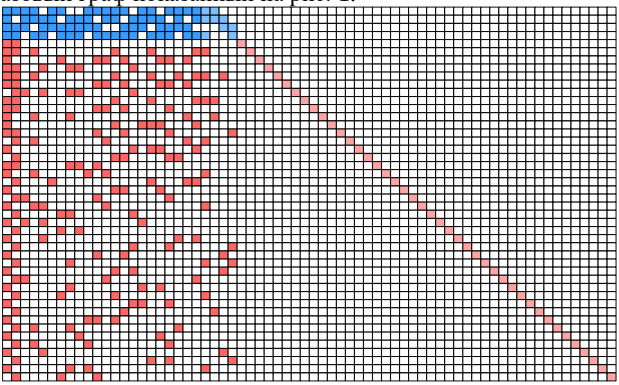


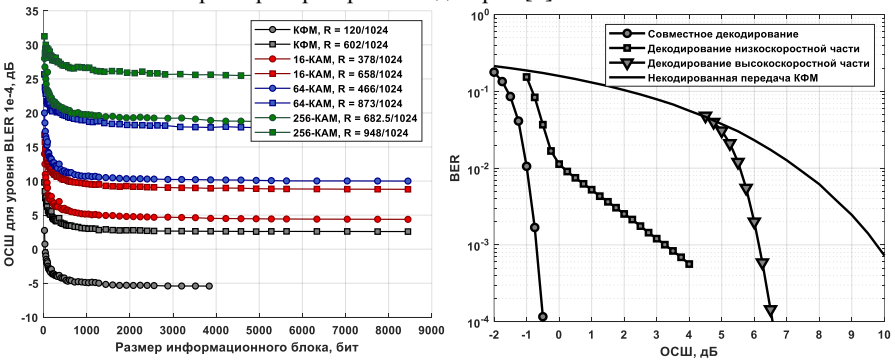
Рис. 1

Базовый график является матрицей размера 46 x 68, где каждый элемент матрицы содержит целое число *P*, определяющее циклический сдвиг столбцов диагональной битовой матрицы размера *Z* x *Z* вправо на *P* элементов. Поддержка кодовых блоков разной длины достигается за счет широкого диапазона изменения Z – от 2 до 384. Голубым цветом обозначен внутренний код с высокой скоростью кодирования 11/13, эффективное кодирование которым может быть выполнено с линейной вычислительной сложностью. Красным цветом обозначен внутренний код [3] со скоростью кодирования ~1/3, используемый для увеличения надежности передачи. Проверочные биты являются независимыми и могут вычисляться параллельно. Выкалывание проверочных бит в низкоскоростном коде используется для поддержки разных скоростей кодирования. С точки зрения LDPC декодера выколотые проверочные биты могут быть полностью проигнорированы. Отметим, что коды с диагональной структурой проверочной части сами по себе могут содержать высокий минимальный уровень ошибок неисправляемый увеличением числа итераций при декодировании. В 5G NR данные коды используются совместно с высокоскоростной частью, которая позволяет улучшить финальные характеристики кода и существенно уменьшить минимальный уровень ошибок.

Данная комбинация кодов является принципиально новой, т.к. ранее известные подходы всегда основывались на получении кодов с разными скоростями кодирования из одного базового LDPC кода с низкой скоростью кодирования, что приводило к достаточном плохим характеристикам кода [4], [5].

Результаты анализа

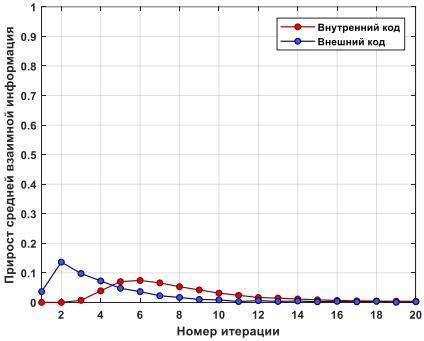
На рис. 2 (а) показана зависимость рабочей точки Отношения Сигнал/Шум (ОСШ), соответствующая уровню блоковой ошибки 10^{-4} (BLER – Block Error Rate), от размера информационного блока при передаче сигналов через плоский канал с Аддитивным Белым Гауссовским Шумом (АБГШ). В качестве алгоритма декодирования использовался алгоритм распространения доверия [6].



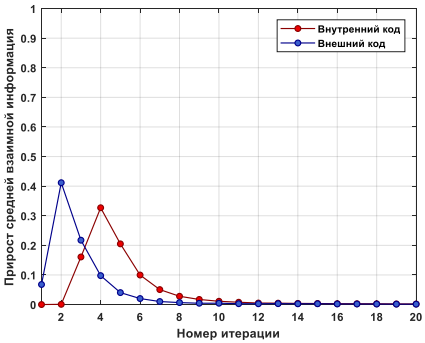
(а) (б)

Рис. 2

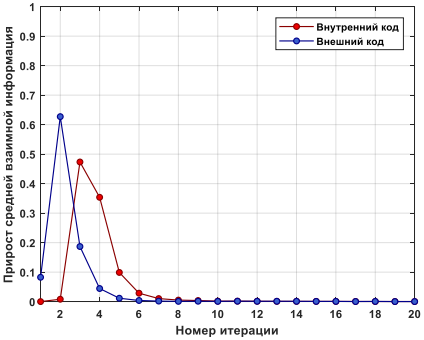
Из результатов видно, что значение ОСШ является постоянным в достаточно большем диапазоне длин информационных блоков. Рост требуемого ОСШ при очень маленьких значениях длин объясняется тем, что при маленьких размерах проверочной матрицы условие малой плотности перестает выполняться. На рис. 2 (б) показаны кривые битовых ошибок для внешнего и внутреннего кодов при передаче информационного блока размером 704 бита с помощью КФМ. Данные коды имеют разные рабочие диапазоны по ОСШ из-за разных скоростей кодирования и структуры кодов. Уровень битовый ошибки достигаемый внешним кодом является достаточным для увеличения эффективного ОСШ после нескольких итераций декодирования, что позволяет начать процесс декодирования внутреннего кода. Для иллюстрации данного утверждения был построен прирост средней взаимной информации между мягкими метриками и передаваемыми битами для двух частей кода как показано на рис. 3 для разных уровней битовой ошибки (BER – Bit Error Rate). Можно видеть, что высокоскоростной код начинает работать после нескольких первых итераций. Из полученных результатов видно, что 8-10 итераций декодирования достаточно.



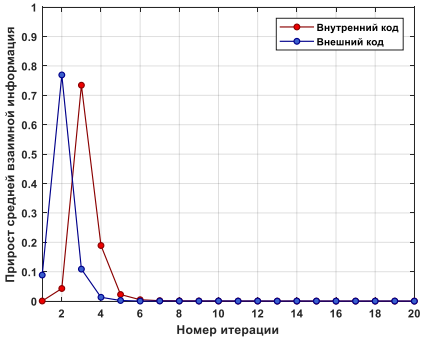
(а) Уровень BER 10^{-1}



(б) Уровень BER 10^{-2}



(в) Уровень BER 10^{-3}



(г) Уровень BER 10^{-4}

Рис. 3

Заключение

В данном тезисе были представлены результаты анализа LDPC кода, использующегося для помехоустойчивого кодирования данных в мобильных сетях пятого поколения. Было показано, что при фиксированном уровне блоковой ошибки величина рабочей точки ОСШ является фиксированной величиной в широком диапазоне изменения размеров информационных блоков. Формирование LDPC кода как объединение низкоскоростного и высокоскоростного кодов позволяет поддержать гибкое изменение скоростей кодирования.

[1] Gallager R. G. IRE Trans. Inform. Theory. 1962. Vol. IT-8. P. 21.
[2] 3GPP Technical Specification 38.212, «Multiplexing and channel coding», v.15.7.0, Release 15.
[3] Garcia-Frias J., Zhong W. // IEEE Communications Letters. 2003. Vol. 7. № 6. P. 266.
[4] Chen T., Vakilinia K., Divsalar D., Wesel R. D. // IEEE Transactions on Communications. 2015. Vol. 63. № 5. P. 1522.
[5] Nguyen T. V., Nosratinia A., Divsalar D. // IEEE Transactions on Communications. 2012. Vol. 60. № 10. P. 2841.
[6] Barry John R., Low-Density Parity-Check Codes, Georgia Institute of Technology. 2001.

КОМПЕНСАЦИЯ ФАЗОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ АНТИАЛАЙЗИНГОВЫХ ФИЛЬТРОВ АЦП-ЦАП ТРАКТА

Н.С.Морозов[1)], С.А.Чернышов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Прохождение сигналов обычно сопровождается искажениями. При этом под искажениями обычно понимают изменение информационных параметров сигнала в канале связи сигнальном тракте или при промежуточных преобразованиях. В АЦП-ЦАП трактах одним из необходимых элементов является фильтр нижних частот, который ограничивает спектр входного сигнала до половины частоты дискретизации АЦП [1]. Таким образом, обеспечивается верность аналого-цифрового преобразования. Однако анлиалайзинговый фильтр (в общем случае) имеет нелинейную фазовую характеристику. Эта нелинейность приводит к искажению широкополосного сигнала [2]. Для компенсации этих искажений, равно как и для амплитудных, возможно использование цифрового фильтра-корректора фазы.

Линейные цифровые фильтры, широко применяемые в различных задачах цифровой обработки сигналов, могут быть эффективно использованы и для построения цифровых фазовых корректоров. Наиболее интересным и эффективным вариантом является построение ЦФК и ЦКД на основе цифровой фазовой цепи [3].

Дискретная модель цифрового фазового фильтра

Коэффициент передачи и разностное уравнение фазовых фильтров имеют зеркальные коэффициенты и выглядят следующим образом:

$$H(z) = \prod_{i=1}^{m} \frac{a_{2i} + a_{1i}z^{-1} + a_{0i}z^{-2}}{a_{0i} + a_{1i}z^{-1} + a_{2i}z^{-2}} \quad (1)$$

$$y_n = (a_2 x_n + a_1 x_{n-1} + a_0 x_{n-2} - a_1 y_{n-1} - a_2 y_{n-2}). \quad (2)$$

Представим аналого-цифровой тракт в виде некоторого искажающего звена, последовательно с которым включено корректирующее звено. Вся цепь не вносит искажений, если произведение модулей комплексного коэффициента передачи равно единице, а сумма аргументов (фазы) имеет линейный закон изменения. Тогда для коррекции только фазовых искажений фаза коэффициента передачи корректора должна удовлетворять соотношению $\varphi^K(\omega) = \omega\tau - \varphi^И(\omega)$.

В качестве антиалайзингового фильтра широко применяют как активные фильтры на ОУ или сборных микросхемах, так и полностью пассивные. Подобный фильтр может быть адекватно смоделирован фильтром, спроектированным по аналоговому прототипу. Например, фильтром Баттерворта (рис. 1).

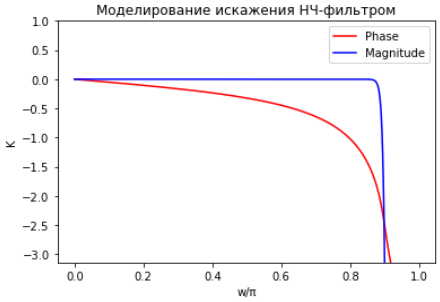


Рис. 1

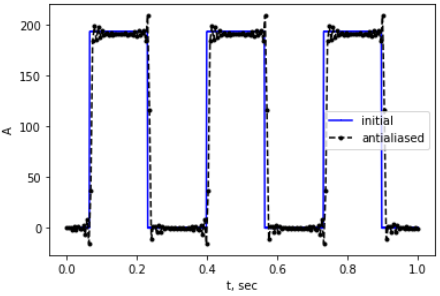


Рис. 2

Как видно из приведенных характеристик, этот фильтр имеет довольно сильную нелинейность ФЧХ в нормированной к единице полосе пропускания, что приводит к искажению последовательности видеоимпульсов, как показано на рис. 2.

Решить задачу компенсации искажений аналитически не представляется возможным. Однако, при замене представления с аналитического на дискретное (табулированное), задача сводится к нахождению коэффициентов фильтра, минимизирующих разницу в форме исходного сигнала (до искажающего звена) и сигнала после компенсации. То есть, к задаче оптимизации.

Существует множество способов решения задач оптимизации. Например, если работать не в дискретном, а в непрерывном пространстве параметров, то можно построить линейную регрессию на основе разностного уравнения и решить задачу минимизации среднеквадратичного отклонения.

Так как разностное уравнение фильтра (2) имеет линейный вид, то для каждой из точек АЧХ (или ФЧХ) фильтра для дискретного набора входных частот можно записать систему уравнений вида $\alpha\vec{i} + \beta\vec{j} = \vec{b}$, где **i, j, b** — векторы входных данных, выходных и координат результирующих точек на частотной плоскости соответственно. Для нахождения вектора коэффициентов **x** = (α, β) необходимо решить уравнение , где матрица **A** состоит из исходных данных. Решить аналитически это уравнение в общем виде нельзя, зато можно минимизировать ошибку **e**(α, β), что можно сделать, осуществив линейную регрессию, например, методом наименьших квадратов.

Результат подобного решения приведен на рис. 3.

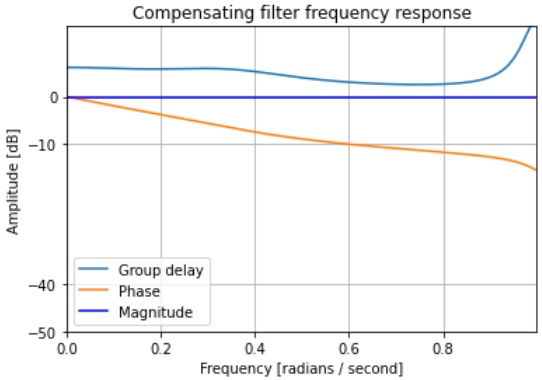


Рис. 3

Однако подобное решение не позволяет удовлетворить требованиям по неискажению исходного сигнала полностью. Искажения, вызванные задержкой высокочастотных составляющих, остались значительными. Наиболее целесообразно решать подобную задачу лучше в дискретном пространстве параметров, что позволяют сделать методы нелинейного математического программирования [4, 5].

Результатом именно такого решения в целочисленном пространстве восьмибитных коэффициентов стали следующие коэффициенты, приведённые в таблице 1.

Табл. 1

Звено каскадного фильтра	**a_0**	**a_1**	**a_2**
1	128	-128	38
2	128	79	-32

Эти коэффициенты обуславливали следующие характеристики фазового фильтра (рис. 4).

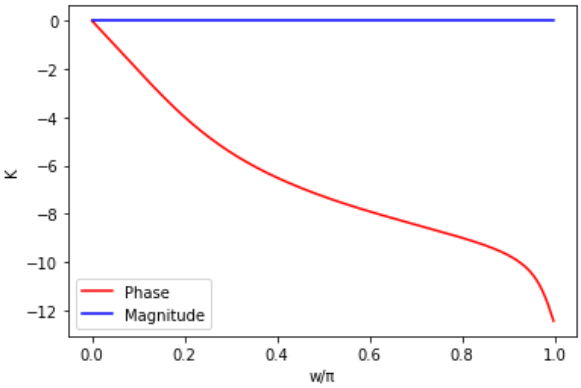


Рис. 4

Таким образом, итоговая фазовая характеристика тракта с учётом антиалайзингового фильтра и компенсатора искажений стала практически линейной с максимальным искажением до 6°.

Заключение

Без применения дополнительных манипуляций, ЦАП-преобразование и антиалайзинговый фильтр вносят как амплитудные, так и существенные фазовые искажения. Для компенсации только фазовых искажений целесообразно использовать фазовые БИХ-фильтры, которые имеют единичный модуль коэффициента передачи на всем интервале Найквиста. Полученное в ходе работы решение для компенсатора фазовых искажений сигнального тракта устойчиво, имеет малый порядок, что обеспечит работу в реальном времени [6]. Его работоспособность подтверждена практическими измерениями.

[1] Чайковский В.С. // Труды международного симпозиума "Надежность и качество". 2008. Т. 1. С. 537.
[2] Морозов Н.С. // Радиолокация. Результаты теоретических и экспериментальных исследований. 2019. Т. 2. – М.: Радиотехника. С. 122.
[3] Морозов Н.С., Бугров В.Н. // Проектирование и технология электронных средств. 2020. № 4 С. 15.
[4] Бугров В.Н. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2009. № 6(1). С. 71.
[5] Бугров В.Н., Морозов Н.С. // Компоненты и технологии. 2015. № 1. С. 122.
[6] Бугров В.Н., Морозов Н.С. // Современная электроника. 2018. № 18. С. 56.

Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ-ПОЛЕЙ В КРИСТАЛЛЕ $LiNbO_3$

Н.А. Абрамовский, М.И. Бакунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Эффективным методом настольной генерации сильных ТГц-полей является оптическое выпрямление фемтосекундных лазерных импульсов в электрооптических кристаллах, прежде всего, в $LiNbO_3$. Для преодоления рассогласования фазовой скорости терагерцовых волн и групповой скорости оптического импульса накачки используют неколлинеарные схемы, такие как черенковская схема [1]. В настоящее время наиболее эффективным оптико-терагерцовым конвертором черенковского типа является структура в виде тонкого слоя $LiNbO_3$, прикрепленного к кремниевой призме. Распространяющийся в слое $LiNbO_3$ фемтосекундный лазерный импульс индуцирует движущуюся нелинейную поляризацию, которая и генерирует ТГц-излучение, выходящее через призму в свободное пространство.

Принципиальным недостатком указанных конверторов является провал в спектре ТГц-излучения, обусловленный деструктивной интерференцией ТГц-волн, выходящих в кремниевую призму напрямую и после отражения от границы $LiNbO_3$-воздух [2]. Для преодоления этого недостатка было предложено использовать специальную ориентацию осей кристалла $LiNbO_3$, при которой лазерный импульс генерирует лишь ту половину черенковского клина, которая распространяется в сторону призмы [3].

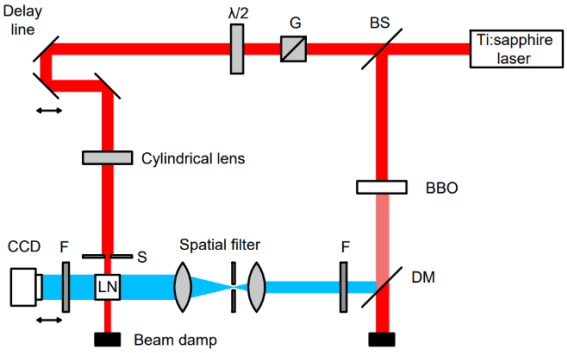


Рис. 1

В данной работе был проведен эксперимент по визуализации черенковского клина ТГц-волн и проверке предсказаний работы [3]. Для визуализации была использована схема на основе эффекта Тэлбота [4], в которой ТГц-клин просвечивается широким зондирующим оптическим пучком в поперечном направлении. Разные части зондирующего пучка испытывают различный набег фазы из-за взаимодействия с неоднородным ТГц-полем. Возникшая фазовая модуляция зондирующего пучка через опре-

деленное расстояние переходит в амплитудную и может быть зарегистрирована CCD-камерой.

В схеме (рис. 1) в качестве накачки использовался Ti:sapphire лазер с длиной волны 800 нм. Лазерный пучок фокусировался в линию шириной 70 мкм на входной грани кристалла $LiNbO_3$ и возбуждал в нем черенковский клин ТГц-волн. В качестве зондирующего пучка использовалось излучение второй гармоники (длина волны 400 нм), полученное в кристалле BBO.

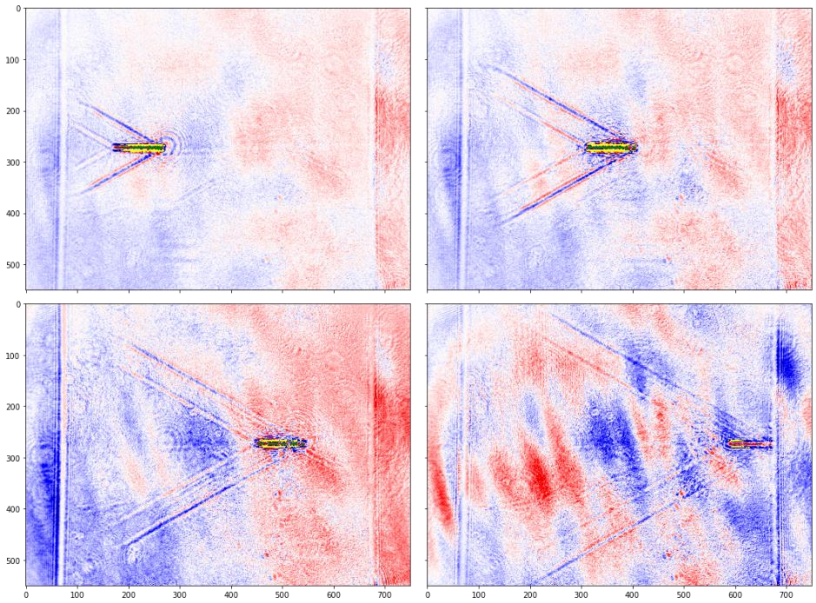


Рис. 2

На рис. 2 показаны результаты визуализации симметричного конуса при стандартной ориентации осей кристалла [1]. Изображения получены со смещением 4 мм по линии задержки в пучке накачки. Измерения для схемы работы [3] показали отсутствие асимметрии клина, что может говорить о неточности использованного в работе [3] тензора нелинейной восприимчивости LiNbO3.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (20-32-90080\20).

[1] Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., and Kleinman D.A. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1555.
[2] Bakunov M.I. and Bodrov S.B. // Appl. Phys. B. 2010. Vol. 98. P. 1.
[3] Bakunov M.I., Mashkovich E.A., and Svinkina E.V. // Opt. Lett. 2014. Vol. 39. P. 6779.
[4] Wang Z., Su F.H., and Hegmann F.A. // Opt. Express. 2015. Vol. 23. P. 8073.

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ МНОГОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И НЕЛИНЕЙНОГО ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ZnTe и GaP В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 1,3-2,1 МКМ

Е.А. Бурова[1)], С.Б. Бодров[1, 2)], И.Е. Иляков[2)], Б.В. Шишкин[2)], А.И. Корытин[2)], М.И. Бакунов[1)]

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

Кристаллы ZnTe и GaP широко используются для генерации терагерцового излучения методом оптической ректификации фемтосекундных лазерных импульсов. Основным фактором, ограничивающим эффективность оптико-терагерцового преобразования в этих кристаллах, является двухфотонное поглощение лазерной накачки (с длиной волны ~0.8-1 мкм) и поглощение генерируемого терагерцового излучения на возникающих при этом свободных носителях заряда. Повышение эффективности преобразования может быть достигнуто путем подавления двухфотонного поглощения за счет увеличения длины волны накачки и увеличения интенсивности накачки. С увеличением интенсивности накачки, однако, становятся существенными эффекты многофотонного поглощения. Для оценки пределов повышения эффективности терагерцовой генерации за счет использования длинноволновой накачки необходимо знать значения коэффициентов многофотонного поглощения кристаллов. С этой целью в данной работе экспериментально измерены коэффициенты трех- и четырехфотонного поглощения кристаллов ZnTe и GaP методом z-сканирования. Проведены также измерения нелинейного коэффициента преломления кристаллов.

Коэффициенты α_n многофотонного (n-го порядка) поглощения определяются соотношением

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha_n I^n, \qquad (1)$$

где I – оптическая интенсивность, а z – координата вдоль лазерного пучка. Нелинейная составляющая n_2 показателя преломления n определяется как $n = n_0 + n_2 I$, где n_0 – линейный показатель преломления. Для определения α_n и n_2 применяют обычно технику z-сканирования. В данной работе эта техника была использована для измерения коэффициентов $\alpha_{3,4}$ и n_2 кристаллов (110) ZnTe и (110) GaP.

Для измерения коэффициентов $\alpha_{3,4}$ использовался режим открытого z-сканирования, в котором исследуемый кристалл перемещался относительно фокуса лазерного пучка и в зависимости от перемещения регистрировалась мощность прошедшего через кристалл излучения (рис. 1). Полученные зависимости имеют провал в области фокуса, что объясняется сильным многофотонным поглощением в этом положении. Ширина провала уменьшается с увеличением порядка многофотонного поглощения. В расчетах на основе полученных данных были использованы предположения, что линейное поглощение α_1 мало, лазерный импульс имеет гауссовы пространственное и временное распределения, имеет место многофотонное поглощение только одного порядка. Последнее предположение позволяло использовать уравнение (1) с определенным n ($n > 1$). Путем решения этого уравнения находилась интенсив-

ность прошедшего через кристалл импульса, а затем мощность прошедшего излучения. Расчеты проводились на основе формул работы [1].

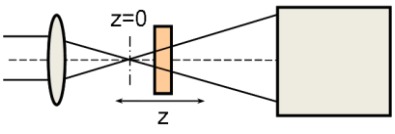


Рис. 1

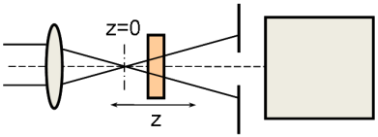


Рис. 2

Для нахождения нелинейного показателя преломления перед измерителем мощности ставилась диафрагма (рис. 2). При этом зависимость измеренной мощности от положения образца имела провал в области перед фокусом и пик сразу за ним, что можно объяснить формированием в кристалле нелинейной линзы. Нелинейный показатель преломления рассчитывался по формулам работы [2], при этом предполагалось, что лазерный импульс имеет гауссовы пространственное и временное распределения, а толщина кристалла меньше длины Рэлея.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. В качестве источника света использовалась титан-сапфировая лазерная система Spitfire с параметрическим усилителем TOPAS. Часть излучения, отраженная от стеклянного клина и ослабленная нейтральными светофильтрами (NF), фокусировалась линзой с фокусным расстоянием 15 см на исследуемый кристаллический образец. Образец находился на подвижке с интервалом перемещений 10 см. Прошедшее через образец излучение собиралось линзой с фокусным расстоянием 30 см и фокусировалось на ячейку Голея. В экспериментах по измерению n_2 перед ячейкой Голея ставилась диафрагма, пропускающая половину мощности пучка.

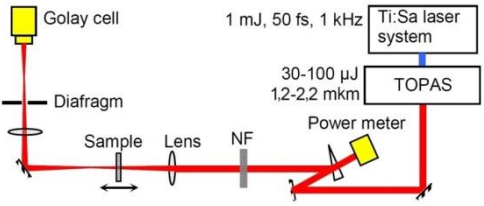


Рис. 3

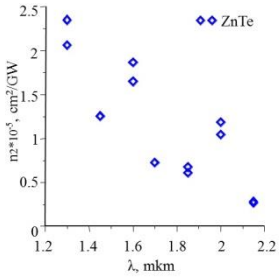


Рис. 4

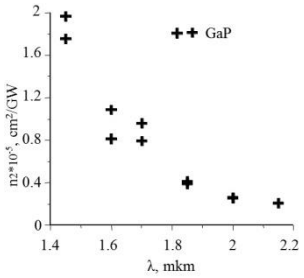


Рис. 5

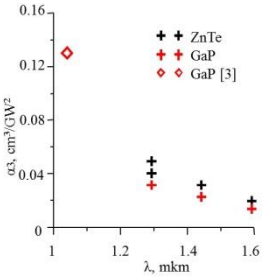


Рис. 6

На рис. 4, 5 показаны зависимости n_2 от длины волны для ZnTe и GaP. Значения при одной длине волны получены для двух интенсивностей, отличающихся в 1,5-2

раза. Слабая зависимость от интенсивности подтверждает достоверность результатов. Видна дисперсия нелинейного показателя преломления для обоих кристаллов.

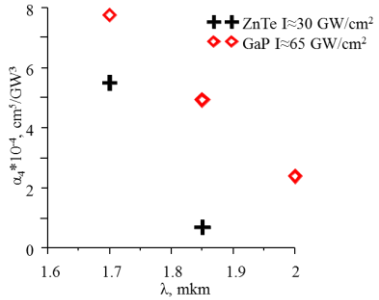


Рис. 7

Наблюдается также дисперсия коэффициента трехфотонного поглощения (рис. 6), для сравнения на рис. 6 приведено значение α_3 из работы [3].

Коэффициент α_4, как видно из рис. 7, уменьшается с ростом длины волны при постоянной интенсивности накачки. При этом, однако, наблюдалась сильная зависимость данного коэффициента от интенсивности для каждой из длин волн (1,7-2,1 мкм). Возможные причины такой зависимости обсуждаются в работе [4]. Полученные результаты для длины волны 1,7 мкм хорошо согласуются с результатами работы [4] для 1,75 мкм (рис. 8, 9).

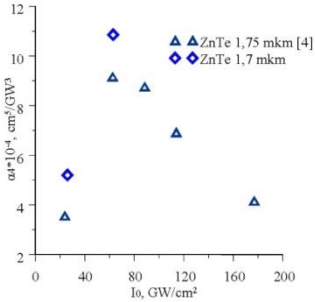


Рис. 8

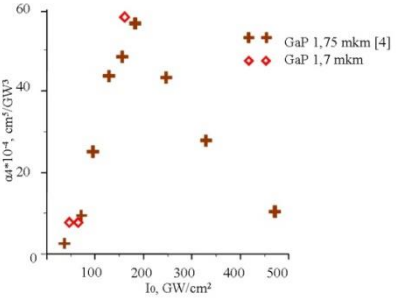


Рис. 9

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (0729-2020-0035).

[1] Corrêa D.S., De Boni L., Misoguti L., Cohanoschi I., Hernandez F.E., Mendonça C.R. // Opt. Commun. 2007. Vol. 227. P. 440.
[2] Sheik-Bahae M., Said A.A., Wei T.H., Hagan D.J., Van Stryland E.W. // IEEE J. Quantum Electron. 1990. Vol. 26, № 4. P. 760.
[3] Lui F., A.I., Li Y., Xing Q., Chai L., Hu M., Wang C., Deng Y., Sun Q., Wang C. // J. Opt. 2010. Vol. 12. P. 195201.
[4] Monoszlai B., Nugraha P.S., Tóth G., Polónyi G., Pálfalvi L., Nasi L., Ollman Z., Rohwer E.J., Gäumann G., Hebling J., Feurer T., Fülöp J.A. // Opt. Express 2020. Vol. 8, № 13. P. 12352.

ФОРМА МОЛЕКУЛЯРНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ ЗА РАМКАМИ УДАРНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Ю.В. Гурьева[1, 2], М.Ю. Третьяков[2]

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

Неопределенность расчетов атмосферного поглощения излучения является одним из основных препятствий к созданию физически обоснованной модели распространения излучения и радиационного баланса Земли. Одним из главных вопросов в рамках этой проблемы является природа нерезонансного поглощения (континуума), анализ его составляющих и количественные оценки их вкладов.

Эмпирически континуум определяется как разность общего измеряемого поглощения и расчетного вклада резонансных линий молекул-мономеров. Он содержит поглощение, связанное с межмолекулярным взаимодействием (включая столкновительно-индуцированное поглощение и вклад молекулярных комплексов), и имеет плавную зависимость от частоты [1]. В связи с отсутствием физически обоснованного описания нерезонансного поглощения возникает несоответствие расчетных и экспериментальных спектров [2, 3]. Значительная часть континуума, извлекаемого из измеряемого поглощения, не может быть объяснена на основе общепринятых представлений [4].

Континуум однозначно связан с моделью резонансных линий, применявшейся для его выделения из экспериментальных спектров. Все известные формы резонансной линии выведены в ударном приближении и значительно отличаются при широкодиапазонном моделировании. В ударном приближении время соударения молекул считается много меньше времени свободного пробега. Отличия характерного для столкновительного уширения лоренцева крыла линии от реального проявляются в «дальних крыльях» – при больших отстройках частоты от центра, соответствующих продолжительности столкновительного взаимодействия τ_c: $|\nu - \nu_0| > 1/2\pi\tau_c$.

До сих пор не существует обоснованной физической модели дальнего крыла спектральной линии мономера. Известные теоретические модели очень сложны, и для их применения требуется слишком много эмпирических параметров [5]. Для моделирования резонансного поглощения в моделях распространения излучения используют «усеченную» лоренцеву форму линии, в которой дальние крылья «обрезаются» на частоте отсечки ν_{cut}, а сама линия «осаживается» до нуля, чтобы в модели не возникало скачков поглощения:

$$I(\nu, \nu_0) = \frac{1}{\pi}\begin{cases} \dfrac{\Delta\nu_c}{(\nu-\nu_0)^2 + {\Delta\nu_c}^2} - \dfrac{\Delta\nu_c}{{\nu_{cut}}^2 + {\Delta\nu_c}^2}, & |\nu - \nu_0| \le \nu_{cut} \\ 0, & |\nu - \nu_0| > \nu_{cut} \end{cases}, \qquad (1)$$

где ν_0 – центральная частота линии, $\Delta\nu_c$ – столкновительная ширина.

«Подставку» под линией и дальние крылья относят к континууму. Взаимодействие молекул, проявляющееся в дальних крыльях, является одним из механизмов формирования нерезонансного поглощения. С учетом столкновительного взаимодействия форма резонансной линии отличается от лоренцевой при больших отстройках

от центра. В работе [6] показано, что скорректированное с учетом взаимодействия мономолекулярное поглощение может частично объяснить происхождение избыточного континуума.

Целью данной работы является развитие метода численного моделирования формы дальних крыльев линии на основе результатов траекторных расчетов парного столкновительного взаимодействия молекул с применением *ab initio* потенциала, которое позволит выделить вклад мономолекулярного поглощения в континуум.

Упрощенное качественное моделирование межмолекулярного взаимодействия и формы линии на его основе было проведено в работе [6]. Было показано, что вращение молекул во время столкновительного взаимодействия является механизмом, который может приводить к избыточному поглощению в резонансной линии в определенной области отстроек от центра – так называемое суперлоренцево поведение крыла линии.

Коэффициент поглощения газа определяется следующим общим выражением:

$$\alpha(\omega) = n\frac{2\pi\omega}{3\hbar c}\left(1 - exp\left(-\frac{\hbar\omega}{kT}\right)\right)J(\omega), \qquad (2)$$

где второй и третий сомножители представляют собой так называемый «радиационный член», который вместе с концентрацией поглощающих молекул n определяет интегральную интенсивность поглощения, а $J(\omega)$ является спектральной функцией, определяющей форму спектра поглощения.

В случае газа молекул мономеров форма спектра $J(\omega)$ определяется процессом эволюции дипольного момента мономера вдоль траектории его движения [7]:

$$J(\omega) = \left\langle \left| \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t}\boldsymbol{\mu}(t)\,dt \right|^2 \right\rangle, \qquad (3)$$

где $\boldsymbol{\mu}(t)$ – соответствующая составляющая дипольного момента молекулы, а усреднение производится по ансамблю молекул газа. Рассчитать $\boldsymbol{\mu}(t)$ при межмолекулярном взаимодействии позволяет метод классических траекторий, в котором столкновительная динамика молекул описывается классическими уравнениями движения в поле потенциала взаимодействия, который рассчитывается из первых принципов (квантово-химические методы) [7, 8]. До настоящего времени такой расчет применяется лишь для моделирования столкновительно-индуцированных и, в более общем случае, бимолекулярных спектров неполярных молекул. Для моделирования бимолекулярного поглощения рассматривается только столкновительная часть траектории, на которой в системе двух неполярных молекул появляется поляризация [7]. В рамках задачи о форме линии мономера нужно рассматривать эволюцию дипольного момента мономера на траектории свободного пробега и на части траектории столкновительного взаимодействия, где сохраняется когерентность осцилляций молекулярного диполя.

В данной работе проведено упрощенное численное моделирование для простейшего идеализированного случая двухуровневых молекул. При этом спектральная функция (3) соответствует форме одиночной и единственной в спектре резонансной молекулярной линии. Использовалась классическая модель молекул-осцилляторов,

предложенная в [6]. На участке свободного пробега дипольный момент совершает свободные осцилляции; при взаимодействии происходят амплитудные и фазовые искажения осцилляций. Выполнено упрощенное качественное моделирование этих искажений.

Усреднение по ансамблю сводится в данном подходе к усреднению по времени между соударениями и по столкновительным траекториям. Вероятность столкновения на интервале времени τ определяется распределением Пуассона: $R(\tau) = \frac{\tau}{\tau_0}\exp(-\frac{\tau}{\tau_0})$, где τ_0 – среднее время движения между столкновениями (в данной работе оно считается известным из эксперимента или рассчитанным из первых принципов [9]). Для такой модели ансамбля молекул-поглотителей спектральная функция имеет следующий вид:

$$J(\omega) = \int_0^{\infty} \left| \int_{-\tau/2}^{\tau/2} \mu(t) e^{-i\omega_0 t} dt \right|^2 e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)} d\tau. \qquad (4)$$

В данной работе спектральная функция рассчитывается численно на основе эволюции дипольного момента при взаимодействии. В отличие от [6], разработанная программа позволяет работать с расчетными массивами эволюции дипольного момента, а не с аналитически заданными функциями, определяющими огибающую гармонических осцилляций $\mu(t)$.

В рамках такой модели проведен численный расчет формы линии для следующих упрощенных моделей взаимодействия молекул:

- ударное приближение, соответствующее мгновенному обрыву цуга осцилляций;
- монотонное затухание осцилляций. Плавный переход молекулы в состояние покоя в течение характерного времени столкновения τ_c;
- немонотонное затухание осцилляций. Относительное вращение молекул приводит к дополнительной поляризации и периодическому воздействию.

В ударном приближении проведено сравнение расчетной кривой с контуром Лоренца с помощью его оптимизации в окрестности центра линии (рис. 2) и при больших отстройках от центра (рис. 3).

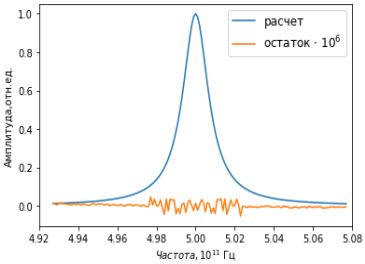


Рис. 2

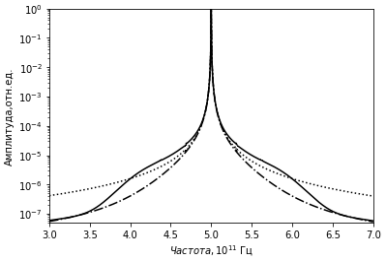


Рис. 3

Из рис. 2 можно сделать вывод, что результат численного моделирования в ударном приближении достаточно точно соответствует кривой Лоренца: абсолютная величина

остатка не превышает 10^{-7} от амплитуды линии (отметим, что относительный уровень шумов на лучших экспериментальных записях спектров имеет порядок 10^{-4}).

На рис.3 показаны результаты для разных механизмов взаимодействия молекул. Точечной кривой показан контур Лоренца, штрихпунктирной – результат для монотонного затухания осцилляций. При отстройках частоты от центра $\Delta\nu{\sim}1/2\pi\tau_c$ наблюдается сублоренцево поведение крыла линии. Скорость спадания крыла ожидаемым образом зависит от времени столкновения τ_c. Сплошной кривой показан результат для немонотонного затухания. При отстройках частоты от центра $\Delta\nu{\sim}1/2\pi\tau_c$ проявляется суперлоренцево поведение крыла линии; наблюдается поднятие крыла линии, переходящее в сублоренцево при удалении от центра.

Реальная столкновительная эволюция диполя может быть определена как результат полуклассического траекторного расчета. Этот метод не требует таких вычислительных затрат, как расчет из первых принципов [10], при этом результаты достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными [7, 8].

Итогом работы является разработка подхода к численному расчету формы спектральной линии за рамками ударного приближения на основе модели классического ансамбля молекул-осцилляторов. Разработанная программа протестирована на простейших моделях столкновения. Разработанный метод позволяет использовать расчетные массивы эволюции дипольного момента.

Следующим этапом работы станет оптимизация алгоритма для работы с реальными расчетными массивами большой длины и использование результатов траекторных расчетов в качестве столкновительных частей траектории.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-55-16006.

[5] Третьяков М.Ю. Высокоточная резонаторная спектроскопия атмосферных газов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. – Нижний Новгород. ИПФ РАН, 2016, 320 с.
[1] Odintsova T.A., Tretyakov M.Yu., Zibarova A.O., Pirali O., Roy P., Campargue A. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2019. Vol. 227. P. 190.
[2] Lechevallier L., Vasilchenko S., Grilli R., Mondelain D., Romanini D., Campargue A. // Atmos.Meas.Tech. 2018. Vol. 11. P. 2159.
[3] Shine K., Campargue A., Mondelain D., McPheat R., Ptashnik I., Weidmann D. // J. Mol. Spectrosc. 2016. Vol. 327. P. 193.
[4] Tvorogov S.D., Rodimova O.B. // J. Chem. Phys. 1995. Vol. 102. P. 8736.
[5] Serov E.A., Odintsova T.A., Tretyakov M.Yu., Semenov V.E. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2017. Vol. 193. P. 1.
[6] Chistikov D.N., Finenko A.A., Lokshtanov S.E., Petrov S.V., Vigasin A.A. // J. Chem. Phys. 2019. Vol. 151. P. 194106.
[7] Ivanov S.V. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2016. Vol. 177. P. 269.
[8] Slowinsky M. et al // Phys. Rev. 2020. Vol. 101. P. 52705.
[9] Karman T., Miliordos E., Hunt K., Groenenboom G., van der Avoird A. // J. Chem. Phys. 2015. Vol. 142. P. 84306.

АКУСТИЧЕСКИ ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ФОТОНОВ СИНХРОТРОННОГО МЁССБАУЭРОВСКОГО ИСТОЧНИКА

И.Р. Хайрулин, Е.В. Радионычев, В.А. Антонов

Институт прикладной физики РАН

Индуцированная прозрачность оптически толстой среды для резонансного электромагнитного излучения является мощным инструментом управления взаимодействием между средой и полем. Ранее были предложены различные методы реализации индуцированной прозрачности для излучения от микроволнового до рентгеновского диапазона [1–5]. Большинство из них основано на модификации квантовооптических свойств среды под действием внешнего достаточно интенсивного когерентного электромагнитного поля. Однако отсутствие в настоящее время подобных источников в жёстком рентгеновском/мягком гамма-диапазоне не позволяет реализовать индуцированную прозрачность на подобных механизмах.

В недавней работе [6] нами был экспериментально продемонстрирован эффект акустически индуцированной прозрачности (АИП), который состоит в просветлении резонансной поглощающей среды вследствие её акустических колебаний вдоль направления распространения квазимонохроматического излучения. Было показано 150-кратное уменьшение резонансного поглощения 14.4 кэВ фотонов, излучённых радиоактивным мёссбауэровским источником (РМИ) ^{57}Co, в оптически толстом резонансном ядерном поглотителе, который представляет собой тонкую фольгу из нержавеющей стали, содержащей резонансные ядра мёссбауэровского изотопа ^{57}Fe. При этом важно отметить, что как спектральные, так и временные характеристики падающего резонансного излучения сохраняются в результате индуцированной прозрачности.

Однако используемый в демонстрационном эксперименте источник резонансных фотонов обладает рядом недостатков (малая активность источника, отсутствие эффективных методов фокусировки излучения РМИ), которые ограничивают возможности его практического использования для реализации эффекта АИП. Кроме того, фотоны РМИ излучаются случайным образом относительно фазы колебаний поглотителя, что приводит к необходимости усреднения спектрально-временных характеристик выходного излучения по начальной фазе колебаний среды. В результате спектрально-временные характеристики фотонов на выходе из поглотителя оказываются не чувствительными к изменению фазы колебаний среды, что может быть важным для дальнейших квантово-оптических приложений.

Существует ещё один тип источников, который позволяет получить излучение со спектрально-временными характеристиками, близкими к характеристикам РМИ – это синхротронный мёссбауэровский источник (СМИ) [7]. Излучение СМИ представляет собой чрезвычайно обуженное (до порядка ширины линии мёссбауэровского ядерного перехода) синхротронное излучение вследствие брэгговского рассеяния на кристалле, содержащем соответствующий мёссбауэровский нуклид. К примеру, для получения излучения 14.4 кэВ фотонов необходимо использовать кристалл $^{57}FeBO_3$. Помимо высокой яркости, а также возможности фокусировки в пятно микронного размера излучение фотонов СМИ является детерминированным. Это позволяет синхронизо-

вать момент излучения фотонов с определённой фазой колебаний поглощающей среды, что позволяет наблюдать новые эффекты при АИП.

Для теоретического описания процесса распространения квазимонохроматического излучения через вибрирующий резонансный ядерный поглотитель с синглетной спектральной линией поглощения удобно перейти в сопровождающую систему отсчёта, в которой ядра поглотителя покоятся. Тогда вследствие эффекта Доплера падающее квазимонохроматическое излучение в сопровождающей системе отсчёта приобретает гармоническую частотную модуляцию. Спектр такого излучения представляет собой совокупность дочерних спектральных линий, разделённых частотой колебаний поглотителя Ω, с амплитудами, пропорциональными функциям Бесселя первого рода $J_n(p)$ от индекса модуляции p (безразмерная амплитуда колебаний среды), и фазами, определяемыми начальной фазой колебаний среды θ. При этом спектр поглощения среды в этой системе отсчёта остаётся синглетным и локализованным в окрестности частоты резонанса. В условиях акустически индуцированной прозрачности спектральные линии падающего поля в сопровождающей системе отсчёта располагаются достаточно далеко друг от друга, а амплитуда резонансной компоненты равна нулю. Таким образом, спектральные линии поля в сопровождающей системе отсчёта находятся далеко от ядерного резонанса и испытывают влияние спектральных крыльев резонансной дисперсии поглотителя. Кроме этого, на частоте ядерного резонанса имеется ненулевое остаточное поле, обусловленное интерференцией крыльев спектральных линий падающего излучения, амплитуда которого зависит от начальной фазы колебаний среды. Поглощение этого поля приводит к дополнительным искажениям спектральных и временных характеристик выходного излучения [8].

Прежде чем перейти к обсуждению характера дополнительных искажений, необходимо отметить, что спектрально-временные характеристики СМИ могут изменяться в довольно широких пределах благодаря помещению рассеивающего кристалла во внешнее магнитное поле, его нагреву, а также изменению ориентации кристалла относительно оси пучка синхротронного излучения [7]. В данной работе мы рассмотрели два режима излучения СМИ: (а) со спектральной линией лоренцевой формы, аналогичной излучению РМИ, (б) со спектральной линией формы лоренц-квадрат, образованной двумя близкими лоренцевыми контурами, противофазными друг к другу.

Начнём со случая спектральной линии падающего поля лоренцевой формы. Она обладает широкими спектральными крыльями, спадающими обратно пропорционально величине отстройки от центральной частоты линии. В результате даже в условиях АИП амплитуда остаточного поля на частоте резонанса в сопровождающей системе отсчёта оказывается существенно ненулевой. При частоте колебаний среды, в несколько раз превышающей ширину спектра падающего квазимонохроматического излучения, остаточное резонансное поле оказывается подавленным при $\theta = \pi/2$ вследствие деструктивной интерференции крыльев спектральных компонент излучения в сопровождающей системе отсчёта. Это приводит к наименьшим искажениям характеристик резонансного излучения при фиксированных значениях частоты колебаний Ω и оптической толщины среды T_a. Дальнейшее уменьшение спектрально-временных искажений может быть достигнуто путём уменьшения величины отношения T_a/Ω. Если же начальная фаза колебаний среды $\theta = 0$, то амплитуда остаточного поля будет максимальной. Поглощение этого поля приводит к (а) уменьшению амплитуды спектральной линии излучения в лабораторной системе отсчёта, (б) появлению дополни-

тельных искажений на крыльях спектра, (в) появлению амплитудной модуляции интенсивности прошедшего поля.

В случае, когда спектр излучения СМИ имеет форму лоренц-квадрат, спектральные крылья спадают быстрее крыльев лоренцевого контура. Таким образом, в условиях АИП амплитуда остаточного поля на частоте ядерного резонанса в сопровождающей системе отсчёта оказывается пренебрежимо малой. Это приводит к практически полному подавлению поглощения поля на частоте резонанса и, как следствие, отсутствию дополнительных искажений, перечисленных выше.

Наконец, для уменьшения спектрально-временных искажений характеристик рентгеновского излучения, особенно при малых частотах колебаний среды, можно добавить субгармонику в закон движения поглотителя. В этом случае удаётся найти такие условия, при которых ширина индуцированного спектрального окна прозрачности будет совпадать с таковой для случая одночастотных колебаний на фундаментальной частоте. Однако при двухчастотных колебаниях спектр излучения в сопровождающей системе отсчёта будет распределён по большему количеству комбинационных частот и дальше от ядерного резонанса, что приводит к меньшим амплитудам спектральных линий, а значит, и к меньшему резонансному воздействию среды на излучение. В результате как спектральные, так и временные искажения излучения оказываются меньше. Стоит, однако, отметить, что при большой частоте колебаний среды использование двухчастотных колебаний теряет эффективность и, вместе с тем, становится трудно реализуемым. Поэтому в этом случае выгоднее использовать одночастотные колебания поглотителя.

Таким образом, в настоящей работе исследован новый режим АИП, при котором колебания среды синхронизованы с излучением фотонов, что может быть эффективно реализовано при использовании СМИ. Показано, что в этом режиме имеют место интерференционные эффекты, приводящие к дополнительной модуляции во временной зависимости интенсивности прошедшего излучения. Они обусловлены остаточным резонансным взаимодействием излучения со средой, которое зависит от начальной фазы колебаний поглотителя. Также показано, что прозрачность среды может быть улучшена путём добавления субгармоники в закон движения поглотителя.

[1] McCall S.L., Hahn E.L. // Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18, № 21. P. 908.
[2] Boller K.J., İmamoğlu A., Harris S.E. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66, № 20. P. 2593.
[3] Weis S., Rivi`ere R., Del`eglise S., Gavartin E., Arcizet O., Schliesser A., Kippenberg T.J. // Science. 2010. Vol. 330, № 6010. P. 1520.
[4] Zhang S., Genov D., Wang Y., Liu M., Zang X. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, № 4. P. 047401.
[5] Röhlsberger R., Wille H.-C., Schlage K., Sahoo B. // Nature. 2012. Vol. 482. P. 199.
[6] Radeonychev Y.V., Khairulin I.R., Vagizov F.G., Scully M., Kocharovskaya O. // Phys. Rev. Lett. 2020. Vol. 124, № 16. P. 163602.
[7] Potapkin V., Chumakov A.I., Smirnov G.V., Celse J.-P., Rüffer R., McCammon C., Dubrovinsky L. // J. Synchrotron Radiat. 2012. Vol. 19, № 4, P. 559.
[8] Khairulin I.R., Radeonychev Y.V., Antonov V.A., Kocharovskaya O. // Scientific Reports. 2021. Vol. 11. P. 7930.

СПЕКТР КИСЛОРОДА В ММ-ДИАПАЗОНЕ: ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРИЛОЖЕНИЕ К ЗАДАЧАМ АТМОСФЕРНОЙ ФИЗИКИ

Д.С. Макаров, М.В. Беликович, Е.А. Серов, М.Ю. Третьяков

Институт прикладной физики РАН

Введение

Изучение 60-ГГц полосы кислорода важно для решения прикладных задач, связанных с глобальным мониторингом атмосферы Земли. Среди таких задач стоит указать, прежде всего, построение моделей распространения излучения в атмосфере, используемых для развития систем радиосвязи, радиолокации, дистанционного зондирования атмосферы и поверхности Земли, восстановления профиля температуры и предсказания погоды. [1].

Для правильной интерпретации данных, получаемых с радиометров, нужна модель поглощения, основанная на результатах лабораторных исследований в контролируемых условиях. Эти результаты включают в себя как точное знание параметров спектральных линий атмосферных газов (в первую очередь, кислорода и водяного пара), так и информацию о форме линий, учитываемых при моделировании. Так, например, на профиль 60-ГГц полосы существенное влияние оказывает столкновительная связь спектральных линий (которую также называют эффектом интерференции линий или спектральным обменом). Также заметен вклад зависимости столкновительного сечения поглощающей молекулы от её скорости, или «эффект ветра» [2, 3, 4], что сказывается и на расчёте яркостной температуры.

В данной работе изложена актуальная информация о моделировании мм-спектра молекулярного кислорода в атмосферном воздухе, приведены оценки точности моделирования, связанной с неопределённостью спектроскопических параметров модели и их корреляцией, также демонстрируется возможность применения разработанных моделей для расчёта яркостной температуры атмосферы по данным дистанционного зондирования.

Моделирование мм-спектра кислорода с учётом столкновительной связи линий

Вблизи 60 ГГц находится большое количество линий тонкой структуры, при атмосферном давлении профили линий перекрываются и сливаются в единую несимметричную полосу. Наблюдаемая форма полосы не соответствует сумме профилей Ван Флека–Вайскопфа (модельный профиль линии под действием однородного столкновительного уширения), рассчитанных для линий, составляющих полосу – так проявляется эффект столкновительной связи линий [5]. Вид спектра под действием столкновительных процессов определяется матрицей оператора столкновительной релаксации **W**. Точное выражение для спектральной функции включает в себя инверсию матрицы, что требует значительных вычислительных ресурсов при больших размерах матриц. Для 60-ГГц полосы кислорода в атмосфере применяются два подхода. Первый заключается в использовании теории возмущений и моделировании спектра в виде суммы профилей Ван Флека–Вайскопфа с небольшими поправками, про-

порциональными первой и второй степени давления газа. Для каждой линии при этом вводятся три дополнительных параметра для учёта столкновительной связи [6]. Такой подход к моделированию применяется в модели MPM (Millimeter-wave Propagation Model), широко используемой специалистами по зондированию атмосферы для моделирования переноса излучения. Параметры модели получаются путём решения некорректной обратной задачи при некотором упрощении структуры матрицы **W**.

Подход с использованием формализма ECS (Energy Corrected Sudden, т.е. быстрых соударений с коррекцией энергии) предполагает расчёт матрицы, основанный на знании коэффициентов уширения линий (т.е. её диагональных элементов) и общих соотношений для столкновительных сечений молекулы на разных вращательных уровнях. Также учитывается конечное время соударения, инвертирование матрицы выполняется численно [6, 7]. Для расчёта матрицы в этом случае достаточно ввести всего три параметра, которыми определяются недиагональные элементы.

Модель, год	*ср.-кв. отличие при 300 К, дБ/км*
MPM, 1989	0.27
MPM, 1992	0.18
MPM, 2005	0.1
MPM, 2011	0.05
MPM, 2020	0.025
ECS, 2020	0.021

Для обоих подходов параметры модели, характеризующие столкновительную связь, определяются с помощью обработки лабораторных записей профиля 60-ГГц полосы при атмосферном давлении. Прогресс в точности описания спектра при атмосферном давлении и комнатной температуре приведён в таблице. В качестве характеристики соответствия модели экспериментальным данным используется среднеквадратичное отличие между измеренным и расчётным поглощением при комнатной температуре.

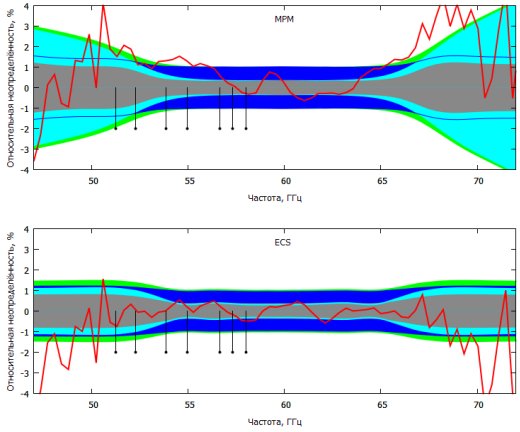


Рис. 1

Неопределённость расчётов и точность знания параметров моделей

Значения параметров линий – центральной частоты, коэффициента уширения, интегральной интенсивности, априорно используемые в моделях, известны с некоторой конечной точностью. То же самое справедливо для параметров столкновительной связи, которые определяются на основе записей спектра при атмосферном давлении. Все эти неопределённости приводят к неопределённости расчётного значения коэффициента поглощения. Также на эту неопределённость влияет корреляция параметров

моделей. Было показано, что ведущую роль здесь играет точность, с которой известна интенсивность полосы.

На рис. 1 приведен характерный вид неопределённости расчёта коэффициента поглощения с помощью моделей MPM и ECS для различных случаев (каждая последующая область включает предыдущие):

- серая область – для неопределённости интенсивности полосы 0.37% с учётом корреляции параметров;
- голубая область – для неопределённости интенсивности полосы 0.37% без учёта корреляции параметров;
- синяя область – для неопределённости интенсивности полосы 1% с учётом корреляции параметров;
- зелёная область – для неопределённости интенсивности полосы 1% без учёта корреляции параметров [2].
- Красная кривая показывает отличие между экспериментом и расчётом. Также чёрными линиями отмечено положение каналов радиометра HATPRO, для которого ниже приведено сравнение измеренной и расчётной яркостной температуры.

Видно, что при неопределённости интенсивности полосы в 1% точность знания формы полосы становится неважна, поскольку неопределённость интенсивности становится основным источником ошибки расчёта.

Сравнение измерений яркостной температуры с расчётами с использованием обновлённых моделей 60-ГГц полосы кислорода

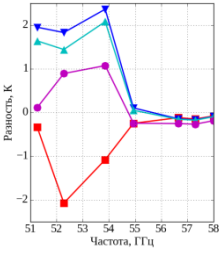


Рис. 2

Модели, с помощью которых рассчитывается поглощение электромагнитных волн атмосферой при произвольных значениях давления и температуры, применяются в радиометрических исследованиях. С их помощью на основании зондовых данных (зависимость давления и температуры от высоты) можно рассчитать яркостную температуру атмосферы (T_b). На рис. 2 приведено сравнение измеренной T_b с расчётной для нескольких случаев [8]. Измерения проводились радиометром HATPRO, частоты каналов которого отмечены на рис. 1. Красными квадратами показано отличие измеренной T_b от расчёта с использованием MPM, где в расчёт поглощения излучения кислородом включены поправки только первого порядка по давлению [9] – эта версия широко используется по всему миру (обозначим эту версию модели MPM1). Синим цветом показано отличие измеренной T_b от расчёта, где включены поправки второго порядка по версии работы [6] (MPM2). Голубым цветом показано отличие от расчёта по той же модели, но интенсивность 60-ГГц полосы увеличена на 0.43% согласно выкладкам в [6] (MPM2a). Фиолетовым показано отличие измеренной T_b от расчётной, где коэффициент поглощения молекулярного кислорода рассчитан по модели ECS (обновлённые параметры также приведены в [6]). Модель ECS обеспечивает наилучшее согласие расчёта с радиометрическими измерениями.

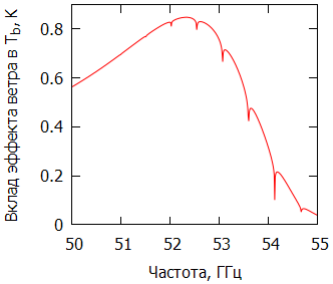


Рис. 3

Отдельный интерес вызывает учёт «эффекта ветра» в профилях линий, составляющих полосу [3]. На данный момент произведена численная оценка вклада этого эффекта, поскольку отсутствуют данные о температурной зависимости параметров линий, описывающих этот эффект. Согласно оценкам, приведённым на рис. 3, при учёте «эффекта ветра» разница в расчёте T_b для случая, аналогичного представленному на рис. 2, может составить до 0.8 K, что приведёт расчёт по модели MPM2a к лучшему согласованию с измерениями, а это, в свою очередь, обеспечит более точное восстановление профилей температуры по данным радиометрических измерений.

Работа поддержана Российским Научным Фондом проект РНФ 18-72-10113.

[1] Третьяков М. Ю. Высокоточная резонаторная спектроскопия атмосферных газов в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн. - Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2016, 320 с.
[2] Koshelev M.A., Delahaye T., Serov E.A. et al // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2017. Vol. 196. P. 78.
[3] Koshelev M.A., Vilkov I.N., Makarov D.S. et al // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2021. Vol. 264. P. 107546.
[4] Koshelev M.A., Vilkov I.N., Makarov D.S. et al // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2021. Vol. 262. P. 107472.
[5] Smith E.W. // J. Chem. Phys. 1981. Vol. 74. Issue 12. P. 6658.
[6] Makarov D.S., Tretyakov M.Yu., Rosenkranz P.W. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2020. Vol. 242. P. 106798.
[7] D.S. Makarov, M.Yu. Tretyakov, C. Boulet // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2013. Vol. 124. P. 1.
[8] Belikovich, M.V.; Kulikov, M.Y.; Makarov, D.S. et al // Remote Sens. 2021. Vol. 13. P. 2061.
[9] https://rscl-grss.org/coderecord.php?id=483

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В ПРОЗРАЧНОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Н.А. Михейцев, А.В. Коржиманов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современные технологии создания фемтосекундных лазеров со сверхвысокой пиковой мощностью позволили проводить эксперименты по взаимодействию с веществом излучения интенсивностью до 10^{22} Вт/см^2 и выше. Характер взаимодействия при этом носит сильно нелинейный характер, вызванный ультрарелятивизмом осциллирующих в поле излучения электронов. Такие системы актуальны с точки зрения преобразования оптической энергии излучения в кинетическую энергию движения заряженных частиц [1] и энергию излучения других спектральных диапазонов [2]. Данная работа посвящена теоретическому описанию генерации низкочастотного излучения в диапазоне длин волн выше 3 мкм в подобных лазерно-плазменных системах.

Этот диапазон относится к плохо освоенным в силу того, что частота излучения здесь слишком мала для эффективной лазерной генерации, но слишком велика для электронных методов генерации. Однако в последние годы наблюдается резкий рост эффективности источников в этом диапазоне на основе параметрического усиления света, который позволил достичь релятивистских интенсивностей излучения [3]. При этом источники среднего инфракрасного излучения чрезвычайно востребованы в большом числе спектрографических приложений [4]. В частности, в pump-probe экспериментах с контролируемой задержкой они позволяют изучать динамику электронной конфигурации с фемтосекундным разрешением во времени.

В настоящей работе мы обращаем внимание, что даже в прозрачной плазме за счёт стрикционной нелинейности возможно образование пика электронной плотности, достаточного для эффективного отражения падающего на плазму интенсивного лазерного излучения со значительным доплеровским сдвигом по частоте.

Одномерный случай

Лазерный импульс релятивистской интенсивности при падении на слой закритической плазмы оказывает пондеромоторное воздействие на электронную компоненту плазмы. При этом при длительности импульса, много меньшей обратной плазменной ионной частоты, динамикой ионной компоненты можно пренебречь. В результате пондеромоторной силе противодействует электростатическая сила, возникающая благодаря разделению зарядов. При балансе этих сил возможен квазистационарный режим отжатия с сохранением резкой границы электронного слоя. Скорость движения этой границы определяется скоростью нарастания амплитуды лазерного импульса и плотностью плазмы. При достаточно быстром нарастании амплитуды в достаточно разреженной плазме скорость движения отражающей поверхности может приближаться к скорости света, обеспечивая заметное понижение частоты отражённого импульса.

Этот эффект наблюдался в одномерном численном моделировании, выполненном с помощью программного комплекса PICADOR [5], в котором реализован метод ча-

стиц в ячейках. Причём при использовании падающих импульсов с резким передним фронтом и плазменных мишеней с концентрацией электронов, меньшей критической, эффект понижения частоты был выражен наиболее ярко.

Для оценки силы эффекта воспользуемся тем фактом, что для слоёв плазмы с концентрацией, меньшей критической, скорость движения отражающей границы оказывается постоянной в течение многих периодов падающего поля. Величину этой скорости определим из численного моделирования. Тогда отражённое поле можно описать с помощью эффекта Доплера для волнового пакета, отражающегося от движущегося зеркала: $E_r(t) = E_i(t - 2z_b(t')/c)$, здесь $E_r(t), E_i(t)$ – отражённые и падающие поля, $z_b(t)$ – зависимость положения отражающей границы от времени, в нашем приближении линейная, t' – момент времени, в который происходит отражение, c – скорость света. На рис. 1 представлено сравнение полей из численного моделирования (синим цветом) с полем, полученным в рамках модели, учитывающей только эффект Доплера (зелёным), а также концентрация электронов в том же сечении (оранжевым). Все величины приведены в безразмерных единицах $a = eE/(mc\omega)$ – компоненты поля, $n_e = 4\pi N_0 e^2/(m\omega^2)$ – концентрация электронов, ω – частота падающего излучения, m – масса электрона, e – элементарный заряд. Наблюдается хорошее совпадение в начале взаимодействия, но сильное отличие после отрыва пучков электронов, вылетающих навстречу падающему излучению.

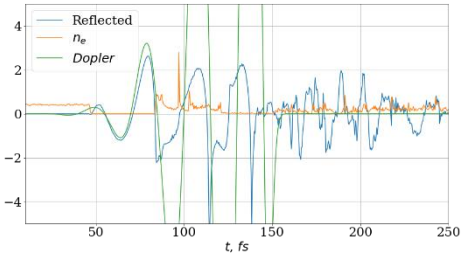


Рис. 1

Таким образом, в одномерном случае наблюдается сильное смещение излучения в низкочастотную область при обратном отражении лазерного импульса с резким передним фронтом от слоя плазмы с резкой границей и концентрацией, меньшей критической. При уменьшении начальной концентрации частиц в плазме эффект преобразования в низкочастотную область усиливается. При этом максимальная длина волны в спектре отраженного импульса хорошо совпадает с оценкой на основе эффекта Доплера.

Двумерный случай

При рассмотрении одномерного случая удаётся найти основной механизм преобразования в низкочастотный диапазон. Однако в многомерной геометрии существенную роль может играть развитие поперечных неустойчивостей. Поэтому для проверки основных зависимостей, полученных в одномерном анализе, был поставлен также ряд двумерных численных экспериментов.

На рис. 2 приведён пример двумерного расчёта, выполненного также с применение программного комплекса PICADOR. Сверху приведено распределение электронов, а снизу – распределение одной из поперечных компонент поля. Как и в одномер-

ном случае наблюдается отжатие электронной компоненты в тонкий слой с образованием характерной каверны. Так как на этих временах взаимодействия ионная компонента плазмы не успевает за движением электронов, то после прохождения задней части импульса отрицательно заряженные частицы под действием кулоновских сил закрывают каверну. Следствием этого является то, что низкочастотное излучение эффективно отражается только в течение нескольких первых периодов, а остальная её часть оказывается запертой внутри каверны.

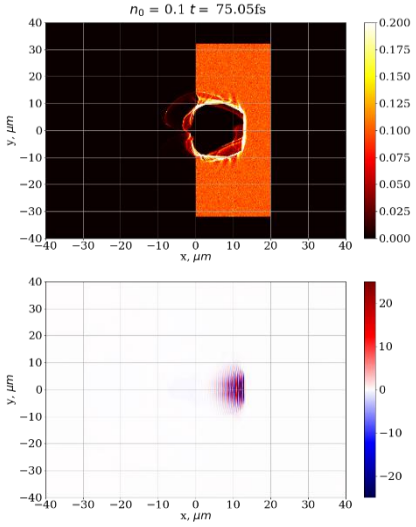


Рис. 2

Вывод

В данной работе исследована генерация ультракоротких импульсов в диапазоне длин волн выше 3 мкм при обратном отражении релятивистски интенсивного лазерного импульса от слоя прозрачной плазмы. Наибольшая отраженная длина волны наблюдалась при отражении лазерного импульса с резким передним фронтом от малоплотной мишени. Длина волны отсечки хорошо совпадает с оценкой на основе эффекта Доплера. В двумерном случае также наблюдается эффективная генерация, но поперечные неоднородности укорачивают отражённый импульс.

[1] Esarey E., Schroeder C., Leemans W. // Reviews of Modern Physics. 2009. Vol. 81. P. 1229.
[2] Albert F., Thomas A.G.R. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2016. Vol. 58.
[3] Wilson D.J., Summers A.M., Zigo S., Davis B., Robatjazi S.-J., Powell J.A., Rolles D., Rudenko A., Trallero-Herrero C.A. // Scientific Reports. 2019. Vol. 9. P. 6002.
[4] Meshcherinov V.V., Spiridonov M.V., Kazakov V.A., Rodin A.V. // Quantum Electronics. 2020. Vol. 50. P. 1055.
[5] Gonoskov A. et. al. // Phys. Rev. 2011. Vol. 51. P. 046403.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГИИ УРБАХА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ И СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ НА ОСНОВЕ ТВЕРДОГО РАСТВОРА HgCdTe

А.А. Разова[1, 2], В.В. Румянцев[2], Е.В. Андронов[3], Н.Н. Михайлов[4], С.А. Дворецкий[4], С.В. Морозов[2]

[1]ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Институт физики микроструктур РАН
[3]Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева
[4]Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Эпитаксиальные пленки на основе HgCdTe (КРТ) уже давно используются для создания фотодетекторов среднего инфракрасного (ИК) диапазона [1]. Но несмотря на это, при увеличении рабочей длины волны технология роста структур до сих пор сталкивается с рядом проблем, одной из которых являются флуктуации состава твердого раствора HgCdTe. При малой доле кадмия и, соответственно, малой ширине запрещенной зоны флуктуации сильно увеличивают значение темнового тока и ограничивают возможность создания высокочувствительных детекторов. Поэтому исследование однородности структур, рассчитанных на детектирование излучения с длиной волны более 20 мкм, становится актуальной задачей. В данной работе эта задача решается с помощью анализа энергии Урбаха, которая отражает наличие «хвостов» плотностей состояний в запрещенной зоне и определяется как характерный масштаб экспоненциального спадания длинноволновой («красной») границы спектров фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ), полученных методом фурье-спектроскопии:

$$I = I_0 exp\left(\frac{h\nu - E_0}{W}\right), \quad (1)$$

где I_0 – уровень сигнала ФП или ФЛ при E_0, $h\nu$ – энергия фотона, W – энергия Урбаха, E_0 – ширина запрещенной зоны.

В общем случае урбаховский «хвост» возникает из-за взаимодействия носителей заряда с фононами, а также из-за наличия неоднородностей и дефектов в материале. Вклад в энергию Урбаха, обусловленный взаимодействием с фононами, зависит от температуры, что позволяет отделить его от вклада, связанного со «статическими» неоднородностями.

Все исследуемые эпитаксиальные пленки были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке GaAs (013) с буферами ZnTe и CdTe [2]. Образцы преднамеренно не легировались. Параметры пленок (d — толщина пленки, x — концентрация Cd) приведены в табл. 1.

На рис. 1 представлены спектры ФП объемных структур с различным содержанием кадмия (x) при температуре 4.2 и 77 К. Видно, что логарифмический масштаб по вертикальной оси «спрямляет» длинноволновый край спектров ФП. Таким образом, аппроксимируя этот край простейшей экспоненциальной функцией (1), можно определить значение энергии Урбаха W (табл. 1). Из табл. 1 видно, что для всех исследованных эпитаксиальных структур энергия Урбаха составляет от 1 до 5 мэВ, и ее значение увеличивается с ростом температуры. Отметим, что энергия Урбаха в исследу-

емых структурах более чем на порядок меньше, чем в КРТ-пленках, также выращенных МЛЭ, других групп [3], а также типичных значений в других твердых растворах [4] и даже бинарных материалах [5].

Табл. 1

Номер структуры	x	d, нм	W, мэВ			
			Фотопроводимость		Фотолюминесценция	
			4.2 К	77 К	18 К	77 К
1 (130905)	0.183	8000	0.95 ± 0.25	1.6 ± 0.6	-	-
2 (120208)	0.189	4200	1.5 ± 0.4	2.5 ± 0.2	1.46 ± 0.06	1.16 ± 0.07
3 (120210)	0.191	3840	1.4 ± 0.25	2.1 ± 0.1	1.77 ± 0.05	-
4 (120613)	0.22	3940	-	3.5 ± 0.2	1.96 ± 0.1	2.23 ± 0.12
5 (120621)	0.23	5960	2.35 ± 0.25	3.7 ± 0.6	2.97 ± 0.07	5.06 ± 0.1

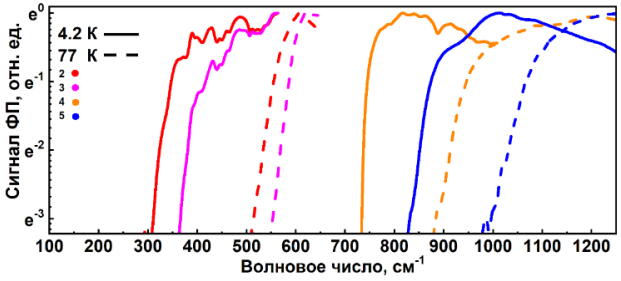


Рис. 1

Полученная на основе анализа спектров ФП температурная зависимость для структуры с содержанием Cd x=0.191 хорошо описывается полуэмпирической моделью G. D. Cody [6] (рис. 2):

$$W(T) = A\left[\frac{1+P}{2} + \left\{exp\left(\frac{T_0}{T}\right) - 1\right\}^{-1}\right], \qquad (2)$$

где P – коэффициент, описывающий вклад флуктуации состава твердого раствора и дефектов. Для исследуемой структуры P стремится к нулю в пределах ошибки +0.5, что соответствует малому вкладу неоднородности структур в энергию. При этом в рамках модели можно оценить значение Дебаевской температуры как $\Theta_D = 4T_0 / 3$, которое хорошо согласуется с литературными данными [7] и составляет (144 ± 27) К.

Таким образом, зависимость энергии Урбаха от температуры показывает, что неоднородность структур играет пренебрежимо малую роль, и основной вклад в энергию Урбаха дает фундаментальное взаимодействие с фононами.

Помимо объемных пленок, отдельный интерес представляют гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе КРТ, выращенные МЛЭ, которые последние годы предлагаются как материал для источников длинноволнового ИК-диапазона.

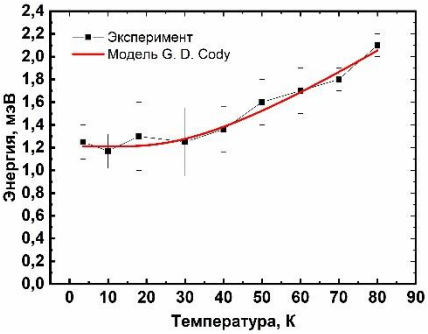


Рис. 2

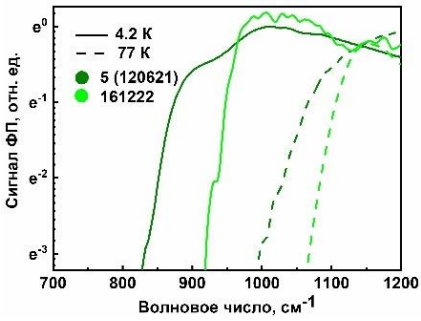


Рис. 3

Параметры исследованных структур с КЯ $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ (концентрация кадмия в КЯ (x) и в барьерах (y) и толщина КЯ (d)) приведены в табл. 2. Значения энергии Урбаха W гетероструктур с массивами КЯ близки к значениям энергии в эпитаксиальных слоях (табл. 1 и 2, рис. 3). Также из табл. 2 видно, что энергия Урбаха W меньше по сравнению с пороговой энергией оже-рекомбинации E_{th}, то есть суммарной кинетической энергии трех частиц, при которой оже-процесс становится разрешен законами сохранения энергии и квазиимпульса [8]. При достижении носителями энергии E_{th} темп безызлучательной оже-рекомбинации резко возрастает, что может привести к гашению СИ [9] или невозможности его получения. Поэтому полученный результат ($W < E_{th}$) позволяет рассчитывать на получение СИ в диапазоне 10–30 мкм в условиях, когда суммарная кинетическая энергия носителей меньше E_{th}.

Табл. 2

Номер структуры	x	y	d, нм	W, мэВ			E_{th}, мэВ
				4.2 К	77 К	300 К	4.2 К
150120	0	0.59	3.17	4.8 ± 1.4	4.8 ± 0.9	4.5 ± 0.6	42.6 ± 0.5
161222	0.102	0.63	6.1	1.7 ± 0.5	2.4 ± 0.2	6.5 ± 0.9	19 ± 0.5
170331	0.098	0.55	7.8	2.3 ± 0.7	2.6 ± 0.7	-	10.6 ± 0.5

Стоит заметить, что в структурах № 150120 (x=0) и № 161222 (x=0.102), рассчитанных на длину волны около 10 мкм, значение энергии Урбаха различается в 2-3 раза при 4.2 и 77 К, что, по-видимому, обусловлено различием в толщинах КЯ: воспроизводимый рост узких КЯ HgTe является более сложной задачей по сравнению с ростом относительно широких (d > 6 нм) КЯ HgCdTe. Разница в однородности приводит к тому, что в структуре № 161222 удается получить СИ в непрерывном режиме при пороговой мощности возбуждения около 2 Вт/см^2 (рис. 4), в то время как в структуре № 150120 СИ удается получить только в импульсном режиме с плотностью мощности накачки ~ 100 Вт/см^2. При этом в структуре № 150120 СИ наблюдается вплоть до 175 К, а в № 161222 – до 100 К, что уже определяется пороговой энергией оже-рекомбинации [10]. Для сравнения СИ для структуры № 150120 при 20 К в импульсном режиме продемонстрированно на рис. 4.

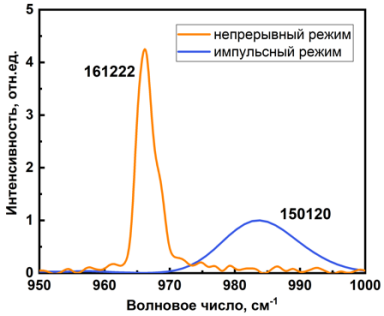


Рис. 4

Таким образом, в настоящий момент достигнут существенный прогресс в технологии роста структур на основе HgCdTe методом МЛЭ. Показано, что основной вклад в энергию Урбаха эпитаксиальных пленок дает фундаментальное взаимодействие носителей заряда с фононами. В структурах с КЯ достигнутая степень однородности сравнима с однородностью объемных пленок. В структуре с КЯ с энергией Урбаха ~2 мэВ получено СИ на длине волны 10.35 мкм в непрерывном режиме.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (проект № 0729-2020-0035).

[1] Rogalski A. // Reports on Progress in Physics. 2005. Vol. 68, № 10. P. 2267-2336.
[2] Mikhailov N.N., Smirnov R.N., Dvoretsky S.A., Sidorov Yu.G., Shvets V.A., Spesivtsev E.V., Rykhlitski S.V. // Int. J. of Nanotechnology. 2006. Vol. 3, № 1. P. 120.
[3] Chang Y., Badano G., Zhao J., Zhou Y.D., Ashokan R., Grein C.H., Nathan V. // Journal of Electronic Materials. 2004. Vol. 33, № 6. P. 709-713.
[4] Zhu Jiajun, Xia Yunyouyou, Li Gang, Zhou Shengqiang, Wimmer S., Springholz G., Pashkin A., Helm M., Schneider H. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 162105.
[5] Rai R. // Journal of Applied Physics. 2013. Vol. 113, № 15. P. 153508.
[6] Cody G.D., Tiedje T., Abeles B., Brooks B., Goldstein Y. // Phys. Rev. Lett. 1981. Vol. 47, № 20. P. 1480–1483.
[7] Zhang K., Yadav A., Shao L., Bommena R., Zhao J., Velicu S., Pipe K.P. // AIP Adv. 2016. Vol. 6, № 7. P. 075009.
[8] Aleshkin V.Y., Dubinov A.A., Rumyantsev V.V., Morozov S.V. // Journal of physics. Condensed matter: an Institute of Physics journal. 2019. Vol. 31, № 42. P. 425301.
[9] 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.
[10] Разова А.А., Румянцев В.В., Бовкун Л.С., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В. // В кн.: Труды XXIV научной конференции по радиофизике. 13-31 мая 2020 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2020. С. 252-255.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ СТОЛКНОВИТЕЛЬНОГО УШИРЕНИЯ ЛИНИИ КИСЛОРОДА ВБЛИЗИ 118.75 ГГЦ

М.А. Кошелев[1)], И.Н. Вилков[1)], М.А. Сергеев[1, 2)], М.Ю. Третьяков[1)]

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

Линия кислорода вблизи 118 ГГц – одна из важнейших диагностических линий миллиметрового диапазона длин волн, используемая в радиометрических исследованиях атмосферы Земли для определения температуры и давления. Для анализа радиометрических данных требуются модели распространения электромагнитного излучения в атмосфере. В основе таких моделей лежит высокоточная спектроскопическая информация о форме и параметрах линий поглощения основных атмосферных газов, от точности которой зависит точность интерпретации результатов радиометрических измерений. Этим фактором обусловлено ужесточение требований к точности используемой в моделях спектроскопической информации.

Данная работа направлена на уточнение формы 118-ГГц линии кислорода с учетом «тонких» физических эффектов, в частности, «эффекта ветра». Физически этот эффект обусловлен тем, что молекулы, движущиеся с разными скоростями, имеют различные эффективные сечения столкновений. На примере спектров ряда молекул известно, что относительный вклад «эффекта ветра» в форму линии составляет порядка 1-2%, и это достаточно большая величина с учетом современных требований радиометрии. Однако существующие модели атмосферного поглощения миллиметровых волн данный эффект не учитывают, внося тем самым систематическую ошибку в определение параметров атмосферы. Полученные нами в широком диапазоне температур (от -28^{0}C до +85^{0}C) спектры кислорода позволяют с необходимой для приложений точностью измерить столкновительные параметры линии, включая параметры, характеризующие «эффект ветра», и использовать их для усовершенствования моделей атмосферного поглощения.

Эксперимент

Спектры чистого (99.995%) кислорода регистрировались с помощью спектрометра с радиоакустическим детектором сигнала поглощения (РАД-спектрометр), принцип действия которого представлен в работе [1]. В качестве источника излучения использовалась лампа обратной волны (ЛОВ), частота которой стабилизировалась системой ФАПЧ по высокостабильному сигналу опорного генератора. Для записи спектров использовалась манипуляция частоты излучения ЛОВ с последующей демодуляцией сигнала спектрометра на частоте модуляции. Девиация частоты для каждого спектра фиксировалась на величине, примерно равной ширине спектральной линии. Для увеличения качества получаемых спектров производилась их многократная запись с последующим усреднением. Пример усредненного экспериментального спектра чистого O_2 при температуре 70^{0}C и давлении 1.53 Торр показан на рис. 1.

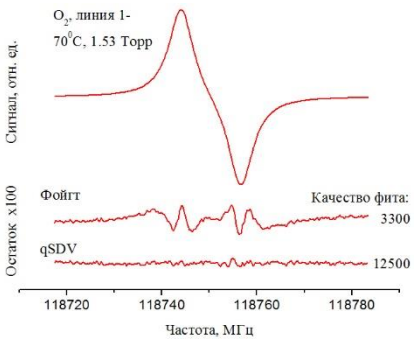


Рис. 1

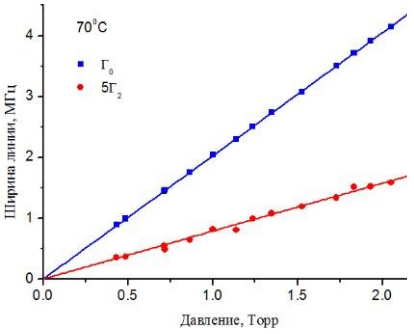


Рис. 2

При частотной манипуляции зависимость выходного сигнала спектрометра $S_{вых}$ от частоты f можно представить в следующем виде:

$$S_{вых}(f) = S(f + dev) - S(f - dev), \quad (1)$$

где

$S(f) = S_0 \cdot F(f) \cdot \big(1 + a \cdot (f - f_0)\big) + b + c \cdot (f - f_0)),$

S_0 – интенсивность линии; $F(f)$ – профиль линии; a, b, c – параметры, характеризующие аппаратную функцию спектрометра.

Профиль линии и анализ экспериментальных данных

При анализе экспериментальных данных использовался контур Фойгта, учитывающий эффект Доплера и столкновительное уширении линии. Соответствующая функция профиля линии записывается в следующем виде:

$$F_{Voigt}(f - f_0) = \frac{y}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x - t)^2}\,dt, \quad (2)$$

$$x = \frac{f - f_0}{\Delta f_D} \cdot \sqrt{ln2}, \qquad y = \frac{\Delta f_c}{\Delta f_D} \cdot \sqrt{ln2}.$$

Здесь f_0 – центр линии, Δf_D и Δf_c – доплеровская и столкновительная полуширины, соответственно.

Остаток математической подгонки функции Фойгта к экспериментальной записи показан в нижней части рис. 1 и демонстрирует систематическое отличие экспериментальной записи от расчетной. Качество фита (отношение сигнала к шуму) составляет величину порядка 3300. Причем вид этого систематического отличия характерен для проявления «эффекта ветра», поэтому следующим шагом было использование модифицированного контура Фойгта, в котором зависимость ширины линии Δf_c от скорости поглощающих молекул V_a аппроксимируется квадратичной зависимостью вида

$$\Delta f_c = \frac{\Gamma}{2\pi}, \quad \Gamma(V_a) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \cdot \left(\left(\frac{V_a}{V_0}\right)^2 - \frac{3}{2}\right), \qquad \Gamma_0 = \int_0^\infty \Gamma(V_a) f(V_a) dV_a. \qquad (3)$$

В литературе этот контур носит название quadratic speed-dependent Voigt (qSDV). Остаток математической подгонки контура qSDV к экспериментальной записи, приведенный в нижней части рис. 1, носит шумовой характер, что свидетельствует об адекватности используемой модельной функции. Кроме того, ее применение для анализа экспериментального спектра почти в 4 раза улучшает качество фита.

Аналогичным образом был произведен анализ всех экспериментальных спектров. Для каждой температуры была построена зависимость параметров Γ (для контура Фойгта), Γ_0 и Γ_2 (для qSDV) от давления P (см. рис. 2), по линейной аппроксимации которой определялись соответствующие параметры уширения γ, γ_0 и γ_2.

Профиль линии и анализ экспериментальных данных

Температурная зависимость параметров γ_0 и γ_2 показана на рис. 3 и рис. 4, соответственно. Там же показана функция вида $\gamma(T) = \gamma(296)\left(\frac{296}{T}\right)^{n_\gamma}$, использовавшаяся для аппроксимации температурной зависимости параметров столкновительного уширения. Численные результаты аппроксимации приведены в таблице в сравнении с данными предшествующих работ. Ошибки, приведенные для значений данной работы, соответствуют утроенной статистической неопределенности 3σ, полученной из аппроксимации зависимостей.

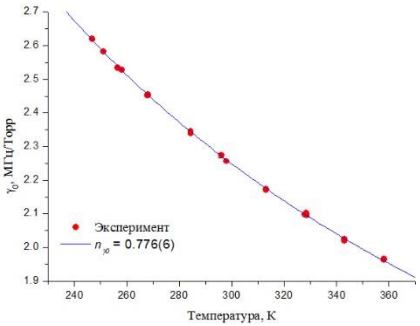


Рис. 3

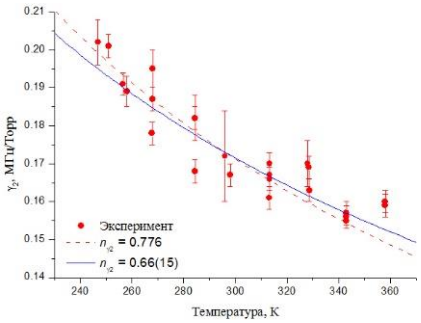


Рис. 4

Хорошее согласие (в пределах экспериментальных погрешностей) результатов данной и более ранних работ подтверждает достоверность представленных в таблице данных. Видно, что температурные показатели $n_{\gamma 0}$ и $n_{\gamma 2}$, полученные в данном исследовании, совпадают в пределах экспериментальной погрешности, что также продемонстрировано на рис. 4 двумя аппроксимирующими функциями с соответствующими значениями температурных показателей. Таким образом, отношение γ_2/γ_0 в пределах ошибок эксперимента можно считать постоянной величиной. Следует также отметить, что зависимость γ_2(T) для этой линии получена впервые.

Табл.

Параметр	Значение параметра, МГц/Торр		
	Данная работа	Предыдущие работы	
$\gamma(296)$	2.247(3)	2.239(2)	[2]
n_γ	0.782(15)	0.765(7)	
$\gamma_0(296)$	2.272(2)	2.269(4)	[3]
$n_{\gamma 0}$	0.776(6)	-	
$\gamma_2(296)$	0.173(3)	0.172(12)	[3]
$n_{\gamma 2}$	0.66(15)	-	

Полученная информация является новой и представляет интерес для решения задач атмосферной физики.

Работа поддержана грантом РФФИ № 19-05-00969.

[1] Третьяков М. Ю., Кошелев М. А., Макаров Д. С., Тонков М. В. // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 1. С. 87.
[2] Koshelev M.A., Vilkov I.N., Tretyakov M.Yu. // JQSRT. 2016. Vol. 169. P. 91.
[3] Koshelev M.A., Delahaye T., Serov E.A., Vilkov I.N., Boulet C., Tretyakov M.Yu. // JQSRT. 2017. Vol. 196. P. 78.

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НЕСТАЦИОНАРНОЙ СРЕДЕ ЛОРЕНЦА

А.В. Широкова, А.В. Маслов, М.И. Бакунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследование электромагнитных явлений в нестационарных средах представляет интерес для разработки новых устройств активной фотоники и плазмоники. Нестационарность среды может приводить к таким интересным эффектам, как преобразование частоты, отражение от временной границы, невзаимность распространения волн. Как правило, для описания явлений в нестационарных средах используется модель недиспергирующего диэлектрика с изменяющейся во времени диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(t)$ или модель плазмы с изменяющейся плотностью свободных носителей. Указанные модели, однако, не применимы для описания сред с атомными (молекулярными) резонансами. Учет взаимодействия электромагнитной волны с резонансами среды важен, например, для описания электромагнитных явлений в метаматериалах с активируемыми внешним источником метаатомами [1] или в смеси химически реагирующих молекул [2]. Для описания таких сред в работе [3] было предложено использовать модель среды Лоренца с изменяющейся во времени плотностью осцилляторов.

В данной работе получены материальные уравнения для нестационарной среды Лоренца, плотность осцилляторов в которой увеличивается или уменьшается во времени по произвольному закону, а также для среды Лоренца с изменяющейся собственной частотой осцилляторов. Исследовано преобразование электромагнитных волн в медленно изменяющейся среде Лоренца. Для этого получены адиабатические инварианты – комбинации энергии и частоты волны, которые остаются постоянными при медленных изменениях среды во времени.

Среда Лоренца с возрастающей плотностью осцилляторов

Среда Лоренца – модель диспергирующей среды, в которой реальный материал представляется как совокупность классических осцилляторов (электронов, колеблющихся относительно ядер). Рассмотрим вначале электромагнитные свойства среды Лоренца с возрастающей во времени по произвольному закону плотностью осцилляторов $N(t)$.

Отклик осциллятора на электрическое поле определяется следующим уравнением для дипольного момента осциллятора $\mathbf{p}(t)$:

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{p}}{\partial t^2} + \Omega_0^2 \boldsymbol{p} = \frac{e^2}{m} \boldsymbol{E}, \tag{1}$$

где e и m – заряд и масса электрона, Ω_0 – собственная частота осциллятора.

Поляризация среды в момент времени t определяется выражением

$$\boldsymbol{P}(t) = \int_{-\infty}^{t} \frac{dN(\tilde{t})}{d\tilde{t}} \boldsymbol{p}(t, \tilde{t}) d\tilde{t}, \tag{2}$$

где $\boldsymbol{p}(t,\tilde{t})$ – дипольный момент осциллятора, появившегося в момент $\tilde{t}$. Выражение (2) учитывает возникновение в среде многопотокового движения осцилляторов, появившихся в разные моменты времени.

Преобразуя уравнения (1) и (2), получим материальное уравнение для среды Лоренца с возрастающей плотностью осцилляторов вида

$$\frac{\partial^2 \boldsymbol{P}}{\partial t^2} + \Omega_0^2 \boldsymbol{P} = \frac{\Omega_p^2}{4\pi}\boldsymbol{E},\ \Omega_p(t) = \sqrt{4\pi e^2 N(t)/m}. \qquad (3)$$

Далее, используя уравнение (3) и уравнения Максвелла, исследуем методом ВКБ эволюцию электромагнитной волны в среде Лоренца при медленном (в масштабе периода волны) возрастании плотности осцилляторов.

На рис. 1 показано, как изменяется частота исходной волны при увеличении плотности осцилляторов. Для волны с исходной частотой $\omega > \Omega_0$ (верхняя дисперсионная кривая) увеличение плотности осцилляторов приводит к росту частоты волны, для волны с $\omega < \Omega_0$ (нижняя дисперсионная кривая) – к убыванию частоты. Волновое число *k* сохраняется в силу трансляционной симметрии системы.

Используя выражение для плотности энергии электромагнитной волны и следуя процедуре, описанной в работе [4], получаем адиабатический инвариант вида

$$W\frac{\omega^2 - \Omega_0^2}{\omega} = const. \qquad (4)$$

Из (4) следует, что в среде с возрастающей плотностью осцилляторов сдвиг частоты волны всегда сопровождается уменьшением ее энергии как для волн с $\omega > \Omega_0$, так и для волн с $\omega < \Omega_0$ (рис. 2).

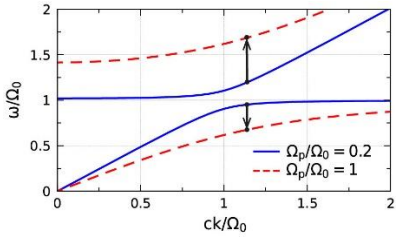


Рис. 1

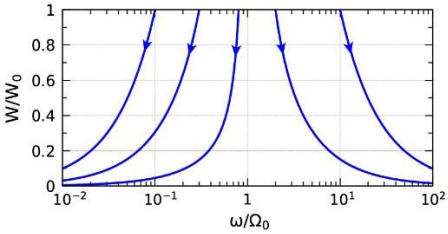


Рис. 2

Среда Лоренца с убывающей плотностью осцилляторов

Рассмотрим теперь электромагнитные свойства среды Лоренца, в которой плотность осцилляторов *N*(*t*) убывает во времени по произвольному закону. Поскольку в данном случае не возникает многопотокового движения осцилляторов, материальное уравнение может быть записано в виде

$$\boldsymbol{J} = N(t)\frac{\partial \boldsymbol{p}}{\partial t}, \qquad (5)$$

где дипольный момент **p** определяется уравнением (1).

Используя материальное уравнение (5), получим адиабатический инвариант для электромагнитных волн, распространяющихся в среде Лоренца с медленно убывающей плотностью осцилляторов, в виде

$$\boldsymbol{W}\,\frac{\omega}{\omega^2-\Omega_0^2}=\ const. \tag{6}$$

Из инварианта (6) и рис. 1 (с противоположным направлением стрелок) следует, что сдвиг частоты волны также сопровождается уменьшением энергии волны (см. рис. 3).

Среда Лоренца с изменяющейся во времени собственной частотой

Рассмотрим, наконец, случай нестационарной среды Лоренца с изменяющейся во времени собственной частотой осцилляторов $\Omega_0(t)$. Материальное уравнение в этом случае имеет вид

$$\frac{\partial^2\boldsymbol{P}}{\partial t^2}+\Omega_0^2(t)\boldsymbol{P}\ =\frac{\Omega_p^2}{4\pi}\boldsymbol{E}. \tag{7}$$

Как показано на рис. 4, при медленном изменении собственной частоты осцилляторов частота исходной волны повышается с ростом собственной частоты как для низкочастотных, так и для высокочастотных волн.

Используя уравнение (7), находим инвариант $W/\omega = const$, который справедлив как при увеличении, так и при уменьшении собственной частоты. Из инварианта следует, что в случае увеличения собственной частоты энергия волны увеличивается, а в случае уменьшения собственной частоты – уменьшается.

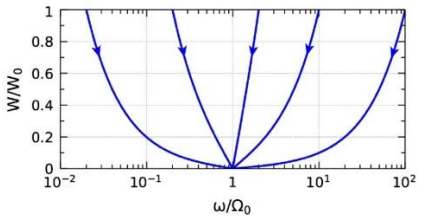


Рис. 3

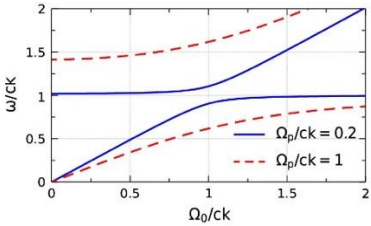


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (0729-2020-0035).

[1] Lee K., Son J., Park J., Kang B., Jeon W., Rotermund F., Min B. // Nature Photon. 2018. Vol. 12. P. 765.
[2] Huang K., Hong T. // J. Phys. Chem. A. 2015. Vol. 119. P. 8898.
[3] Qu K., Jia Q., Edwards M.R., Fisch N.J. // Phys. Rev. E. 2018. Vol. 98. P. 023202.
[4] Bakunov M.I., Grachev I.S. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 036405.

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКИХ ГАРМОНИК ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ: ВЛИЯНИЕ АСИМПТОТИКИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОТЕНЦИАЛА И ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ЭЛЕКТРОННЫХ ТРАЕКТОРИЙ НА ПОЛОЖЕНИЕ ДВУХЦЕНТРОВОГО МИНИМУМА

А.Д. Слюсарева[1)], М.Ю. Рябикин[1, 2)]

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

Введение

Воздействие на частицы газа фемтосекундными лазерными импульсами с пиковыми напряженностями электрического поля, сравнимыми с напряженностями внутренних полей в частицах, приводит к их ионизации. Среди явлений, связанных с лазерной ионизацией частиц газа, большой фундаментальный и практический интерес вызывают такие явления, как многофотонная ионизация, надпороговая ионизация, многократная ионизация, генерация высоких гармоник лазерного излучения, генерация терагерцового излучения, стабилизация атомов и др. При теоретическом описании многих из этих явлений используется приближение сильного поля, основанное на пренебрежении влиянием поля ионного остова на движение отрываемого электрона. Однако в ряде важных случаев использование такого приближения не позволяет адекватно описывать наблюдаемые эффекты или приводит к значительным расхождениям между теоретическими и экспериментальными результатами. Даже в случае расчетов за рамками приближения сильного поля результаты могут сильно зависеть от выбора модели для описания взаимодействия между частицами, участвующими в исследуемом процессе.

В данной работе рассматривается генерация высоких гармоник в молекулярных газах. Расчеты проводились путем численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера в рамках одномерных моделей. Модели пониженной размерности широко используются при рассмотрении процессов в сильных полях, позволяя значительно уменьшить объем требуемых вычислительных ресурсов при исследовании зависимостей характеристик изучаемых процессов от различных параметров задачи, зачастую давая при этом результаты, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными и с результатами расчетов в рамках более точных моделей.

Описание метода

В качестве основного уравнения используется уравнение Шредингера:

$$i\frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi = \frac{1}{2}(\vec{p} + \frac{\vec{A}(t)}{c})^2\psi + V(\vec{r})\psi, \quad (1)$$

где $\vec{A}(t)$ – векторный потенциал электромагнитного поля

$$\vec{A}(t) = c\int_{-\infty}^{t}\vec{E}(\tau)d\tau. \quad (2)$$

$V(\vec{r})$ – потенциал взаимодействия электрона с ионом.

В качестве ионизующего лазерного импульса в данной работе используется поле линейно поляризованного лазерного импульса с трапецеидальной огибающей.

Излучение атома определяется величиной дипольного ускорения электрона $\ddot{\boldsymbol{d}}(t)$. Величину $\ddot{\boldsymbol{d}}(t)$ удобно вычислять, используя теорему Эренфеста, согласно которой средние значения физических величин изменяются по законам классической механики:

$$\ddot{d}(\boldsymbol{t}) = -\frac{\boldsymbol{d^2}}{\boldsymbol{dt^2}}\langle\vec{\boldsymbol{r}}\rangle = \left\langle\boldsymbol{\psi}(\vec{\boldsymbol{r}},\boldsymbol{t})\middle|\frac{\boldsymbol{\partial V}(\vec{\boldsymbol{r}})}{\boldsymbol{\partial}\vec{\boldsymbol{r}}} + \vec{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{t})\middle|\boldsymbol{\psi}(\vec{\boldsymbol{r}},\boldsymbol{t})\right\rangle. \tag{3}$$

Перепишем равенство (3) в виде:

$$\ddot{d}(\boldsymbol{t}) = -\frac{\boldsymbol{d^2}}{\boldsymbol{dt^2}}\langle\vec{\boldsymbol{r}}\rangle = \left\langle\boldsymbol{\psi}(\vec{\boldsymbol{r}},\boldsymbol{t})\middle|\frac{\boldsymbol{\partial V}(\vec{\boldsymbol{r}})}{\boldsymbol{\partial}\vec{\boldsymbol{r}}}\middle|\boldsymbol{\psi}(\vec{\boldsymbol{r}},\boldsymbol{t})\right\rangle + \vec{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{t}) = \vec{\boldsymbol{R}}(\boldsymbol{t}) + \vec{\boldsymbol{E}}(\boldsymbol{t}). \tag{4}$$

Второе слагаемое линейно по полю, поэтому для исследования в данной работе представляет интерес лишь первое слагаемое, содержащее нелинейную часть отклика, связанную с влиянием атомного потенциала:

$$\vec{\boldsymbol{R}}(\boldsymbol{t}) = \int|\boldsymbol{\psi}(\vec{\boldsymbol{r}},\boldsymbol{t})|^2\frac{\boldsymbol{\partial V}}{\boldsymbol{\partial}\vec{\boldsymbol{r}}}\boldsymbol{d}\vec{\boldsymbol{r}}. \tag{5}$$

Далее величину (5) будем называть поляризационным откликом атома.

Для численного расчета динамики волновой функции электрона в данной работе был выбран метод операторного расщепления (split-step метод) с использованием быстрого преобразования Фурье:

$$\begin{aligned}&\psi(\boldsymbol{t}+\Delta\boldsymbol{t})\\&= \boldsymbol{exp}\left(-\boldsymbol{iH_r}\frac{\Delta\boldsymbol{t}}{\boldsymbol{2}}\right)\boldsymbol{F^{-1}}\,\boldsymbol{exp}\left(-\boldsymbol{iH_p}\Delta\boldsymbol{t}\right)\boldsymbol{F}\,\boldsymbol{exp}\left(-\boldsymbol{iH_r}\frac{\Delta\boldsymbol{t}}{\boldsymbol{2}}\right)\psi(\boldsymbol{t}),\end{aligned} \tag{6}$$

где F и F^{-1} обозначают прямое и обратное преобразования Фурье соответственно.

Потенциал

В качестве дальнодействующего и короткодействующего потенциалов использовались, соответственно, двухцентровые аналоги сглаженных потенциалов Кулона (7) и Юкавы (8):

$$\boldsymbol{V_c} = -\left(\frac{\boldsymbol{1}}{\sqrt{\boldsymbol{2}+\left(\boldsymbol{x}-\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{2}}\right)^2}} + \frac{\boldsymbol{1}}{\sqrt{\boldsymbol{2}+\left(\boldsymbol{x}+\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{2}}\right)^2}}\right), \tag{7}$$

$$\boldsymbol{V_Y} = -\left(\frac{\boldsymbol{V_0}}{\sqrt{\boldsymbol{a^2}+\left(\boldsymbol{x}-\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{2}}\right)^2}} + \frac{\boldsymbol{V_0}}{\sqrt{\boldsymbol{a^2}+\left(\boldsymbol{x}+\frac{\boldsymbol{R}}{\boldsymbol{2}}\right)^2}}\right)\boldsymbol{e}^{-\frac{|\boldsymbol{x}|}{\boldsymbol{b}}}. \tag{8}$$

Величина b в потенциале (8) – параметр экранировки. Параметр сглаживания a^2 и эффективный заряд V_0 для потенциала Юкавы подбирались таким образом, чтобы энергия основного состояния совпадала со случаем кулоновского потенциала

($E_0 = 0{,}6492$ ат. ед.) при $R = 2$ ат. ед. Расчеты проводились для потенциала Юкавы с уменьшенным (по сравнению с дальнодействующим потенциалом) параметром сглаживания ($a^2 = 1{,}6$ ат. ед.) и увеличенным эффективным зарядом ядра ($V_0 = 1{,}065$ ат. ед.).

Расчет

Мы рассматривали молекулярный ион H_2^+ под действием линейно-поляризованного лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 800$ нм и интенсивностью $I = 5 * 10^{14}$ Вт см$^{-2}$.

В первой задаче численно исследовался вклад интерференции длинных и коротких электронных траекторий в общую интерференционную картину. На рис. 1 показаны результаты расчетов без селекции траекторий (а) и с селекцией (б). Можно видеть, что при расчете без селекции взаимодействие двухцентровой интерференции (см. ниже) и интерференции длинных и коротких электронных траекторий приводит к сложной картине интерференции на графике и, таким образом, определить положение двухцентрового минимума практически невозможно. Напротив, при выборе индивидуального вклада коротких траекторий положение двухцентрового интерференционного минимума хорошо наблюдается во всем диапазоне исследуемых интенсивностей лазерного импульса и в широком интервале параметров молекулярного потенциала. Это подчеркивает важность выбора электронных квантовых путей для точного извлечения информации о молекулярной структуре из спектров высоких гармоник. На рис. 1 представлена зависимость спектров гармоник от параметра экранировки без селекции электронных траекторий (а) и с селекцией (б).

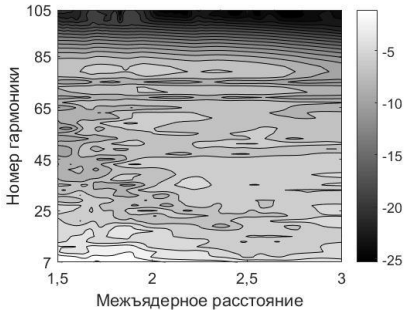


Рис. 1(а)

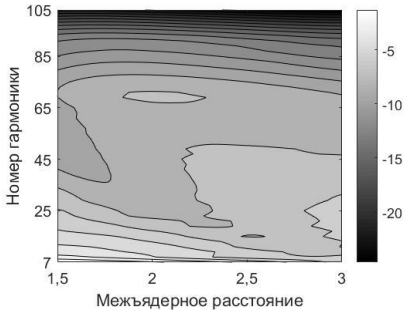


Рис. 1(б)

Во второй задаче исследовалась роль асимптотики молекулярного потенциала. Рассчитывались спектры гармоник, испускаемых двухатомной молекулярной системой при воздействии с интенсивным низкочастотным лазерным излучением, при этом основное внимание уделялось положению двухцентрового интерференционного провала в спектре испускаемых гармоник при различных межатомных расстояниях. Расчеты проводились с селекцией электронных траекторий для получения большей точности.

Согласно модели, основанной на приближении сильного поля, частота излучаемых фотонов определяется как $\Omega = E_k + I_p$, где E_k – кинетическая энергия электрона и I_p – потенциал ионизации. В спектрах высоких гармоник в газах молекул наблюдаются прова-

лы, обусловленные двухцентровой деструктивной интерференцией вкладов в поляризацию от разных ядер. Условие деструктивной интерференции: $R = (2n+1)\,{}^{\lambda}/_{2}$ (λ – длина волны де Бройля электрона, налетающего на родительский ион). Из положения наинизшего порядка интерференции (n=0) можно определить межъядерное расстояние согласно соотношению $\Omega = {}^{\pi^2}/_{2R^2} + I_p$.

В этой задаче проводилось сравнение результатов, получаемых для случаев дальнодействующего и короткодействующего потенциалов взаимодействия отрываемого электрона с ионным остовом. В качестве дальнодействующего и короткодействующего потенциалов, как отмечалось выше, использовались, соответственно, двухцентровые аналоги сглаженных потенциалов Кулона и Юкавы. Полученные результаты позволяют прояснить роль формы молекулярных потенциалов в исследуемом процессе. В частности, оказывается, что положение двухцентрового провала может сильно зависеть от формы молекулярного потенциала, что существенно влияет на точность определения межатомного расстояния в молекуле из обработки спектра высоких гармоник. На рис. 2 (а) – (в) представлена зависимость спектров гармоник от межъядерного расстояния (рис. 2 (а) – расчет с дальнодействующим потенциалом, рис. 2 (б) – с короткодействующим потенциалом при параметре сглаживания $a^2 = 1{,}6$ ат. ед., рис. 2 (в) – с короткодействующим потенциалом при эффективном заряде $V_0 = 1{,}065$ ат. ед.). Параметр экранировки в потенциале (8) выбран равным b=30 ат.ед.

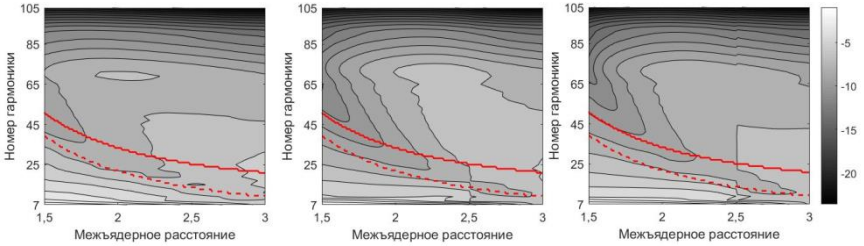


Рис. 2 (а) Рис. 2 (б) Рис. 2 (в)

На рисунках сплошные и штриховые линии соответствуют дисперсионным соотношениям $\Omega = {}^{\pi^2}/_{2R^2} + I_p$ и $\Omega = {}^{\pi^2}/_{2R^2}$ соответственно. Из расчетов видно, что положение провалов в спектрах зависит от вида молекулярного потенциала.

[1] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71, № 13. P. 1994.
[2] Lein M., Hay N., Velotta R., Marangos J.P., Knight P. L. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 88, № 18. P. 183903.
[3] Silaev A.A, Ryabikin M.Yu, Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 82, № 3. P. 033416.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 18 мая 2021 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

ПРИМЕНЕНИЕ МОДИФИЦИРОВАННОГО МЕТОДА MULTITAPER SPECTRUM ESTIMATION ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ И АНАЛИЗА СПЕКТРОГРАММ РЕАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ

А.Н. Андреев[1)], О.А. Морозов[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В различных научных и технических приложениях, таких как радиолокация акустика, сейсмология, для выявления частотно-временных характеристик сигналов используется метод построения спектрограмм. Вычисление спектральных оценок в каждом временном окне спектрограммы может производиться на основе различных алгоритмов, наиболее часто используются алгоритмы, основанные на вычислении преобразования Фурье, а также ряд нелинейных спектральных алгоритмов [1 – 4]. Алгоритмы нелинейного спектрального оценивания при построении спектрограмм позволяют повысить частотное разрешение при обработке коротких выборок сигналов, однако требуют адекватного выбора порядка модели и менее устойчивы к шуму.

В работе в качестве основного метода для построения спектрограмм рассмотрен «Multitaper Spectrum Estimation». Данный метод спектрального оценивания относится к линейным методам, и при этом позволяет существенно снизить влияние боковых лепестков 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]. При построении спектрограммы сигнала для каждой временной последовательности $x[n]$ оценка спектра вычисляется в следующем виде:

$$S[m] = \left| \sum_{n=0}^{N-1} x[n] h_k[n] e^{-j2\pi km/N} \right|^2, \qquad 0 \le m \le N-1. \tag{1}$$

Выражение (2) является оконным преобразованием Фурье, где в качестве весовых коэффициентов используются специальные окна DPSS последовательностей $h_k[n]$. Спектральная оценка получается в результате усреднения оконных преобразований Фурье

$$P_{mtp}[m] = \frac{1}{K} \sum_{n=0}^{N-1} S_k(m). \tag{2}$$

Однако спектральные линии сигналов, полученные с использованием данного метода, довольно широкие, что можно отнести к особенности метода. От ширины спектральных линий напрямую зависят разрешающая способность и качество получаемых спектрограмм. С целью исследования возможности повышения спектрального разрешения получаемых спектрограмм в данной работе реализован и добавлен к существующему функционалу алгоритм полигармонической экстраполяции, расширя-

ющий окна сигналов вперед и назад перед процедурами получения спектра [8, 9]. Используется упрощенный алгоритм прогноза на основе спектральных представлений [9]. Аналитическое выражение для последовательности операций этого алгоритма имеет вид:

$$S_{extr}(t) = M \times F^{-1}[F(S_{base}(t)) \times |F(S_{base}(t))|], \quad (3)$$

где $S_{base}(t)$ – отрезок с отсчетами предыстории, $S_{extr}(t)$ – отрезок предыстории, расширенный на удвоенный интервал экстраполяции; F^{-1} и F – соответственно операторы обратного и прямого Фурье-преобразования; M – масштабирующий множитель.

Таким образом, после разбиения сигнала на окна, для каждого окна сигнала применяется экстраполяция, тем самым увеличивая размер этого окна за счет прогнозирования вперед и назад. После этого от последовательных расширенных окон сигнала вычисляется спектр. Как показывают результаты моделирования, результат совместной работы алгоритмов полигармонической экстраполяции и Multitaper Spectrum Estimation способствует повышению спектрального разрешения. Алгоритм также устойчив к шуму. На основе представленного метода построения спектрограмм проведена обработка реальных экспериментальных данных, представляющих собой мембранные потенциалы, снятые с двух взаимно соединённых нейронов («Half-center oscillator») в процессе изменения синаптического порога. Результаты вычислений приведены на следующем рисунке (a – сигнал мембранного потенциала; b – спектрограмма, вычисленная методом «Multitaper Spectrum Estimation»; c – спектрограмма, вычисленная модифицированным методом “Multitaper Spectrum Estimation” с применением полигармонической экстраполяции):

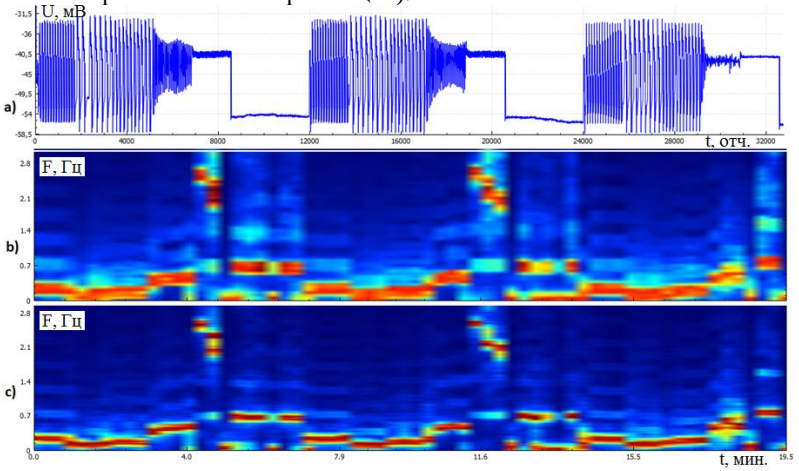


Рис. 1

Спектральные линии на спектрограмме, вычисленной периодограммным методом очень тонкие и несут мало информативности: где-то прерываются, а где-то и вовсе не различимы, так как слишком тонкие и теряются на фоне шумовых артефактов. Спектральные линии на спектрограмме рис. 1 b, вычисленной методом «Multitaper Spectrum Estimation», отчётливо различимы на всех частотах, а также среди шума, но имеют широкую форму. Это может затруднять их анализ и определение центральной частоты, а также в некоторых случаях существует вероятность наложения гармоник, расположенных на близких частотах.

На рис. 1 c видно, что модифицированный метод «Multitaper Spectrum Estimation» отличается более высоким спектральным разрешением по сравнению с обычным (рис. 1 b). Можно заметить, что после применения полигармонической экстраполяции спектральные линии стали более узкими. Алгоритм так же устойчив к шуму, а уровень артефактов на фоне сигнальных составляющих стал меньше.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что использование полигармонической экстраполяции повышает точность спектральных оценок, получаемых по методу «Multitaper Spectrum Estimation» как для модельных, так и для реальных сигналов, полученных в результате эксперимента по регистрации мембранных потенциалов двух взаимно соединённых нейронов, а также улучшает качество спектрограмм и облегчает их анализ.

[1] Марпл.-мл. С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. – М.: Мир, 1990, 584 с.
[2] Сорохтин М.М., Сорохтин Е.М., Морозов О.А., Фидельман В.Р. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 4. С. 357-363.
[3] Морозов О.А., Рыжкова Т.Г., Фидельман В.Р. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 8. С. 722-729.
[4] Thomson D.J. Spectrum estimation and harmonic analysis // Processings of the IEEE. 1982. Vol. 70. № 9. С. 1055-1096.
[5] Van Drongelen W. Multitaper Power Spectrum Estimation. 2014. 16 с. URL: https://pdfs.semanticscholar.org/752d/1a551b96559458064323eb3de7faaaef4c4e.pdf.
[6] Gruenbacher D.M., Hummels D.R. A Simple Algorithm for Generating Discrete Prolate Spheroidal Sequences // IEEE Transactions on signal processing. 1994.Vol. 42, № 11. С. 3276-3278.
[7] Лимарев А.Е. // Теория и техника радиосвязи. 2013. № 2. С. 11-16.
[8] Андреев А.Н., Морозов О.А // Материалы XXVII Международной научно-технической конференции «Информационные системы и технологии» ИСТ-2021. – Нижний Новгород: НГТУ, 2021.
[9] Евсеев А.П., Евсеев Д.А., Баданов В.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. 2004. № 1. С 249-255.

ПОДАВЛЕНИЕ ВЫЗВАННЫХ ФАЗОВЫМ ШУМОМ МЕЖКАНАЛЬНЫХ ПОМЕХ В OFDM-СИСТЕМЕ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из путей повышения пропускной способности перспективных систем беспроводной связи является расширение полосы частот, используемой для передачи сигнала. Доступность частотного ресурса в миллиметровом диапазоне длин волн – причина большого интереса к использованию высоких несущих частот. Нестабильность генераторов столь высоких частот приводит к искажению передаваемого сигнала фазовым шумом (ФШ). В системах связи с ортогональным частотным разделением (OFDM) флуктуации фазы сигнала во времени приводят к нарушению ортогональности поднесущих – появлению межканальных помех. В работе рассмотрен метод подавления межканальных помех на приёмнике путём фильтрации сигнала в частотной области, приводятся алгоритмы оценки используемого КИХ-фильтра.

Фазовый шум в OFDM-системе связи

Временные отсчёты принятого OFDM-символа r_n искажаются случайными флуктуациями фазы $\psi(t)$ (h_n – ИХ канала, w_n – АБГШ).

$$r_n = \sum_m h_n s_{n-m} \cdot e^{j\psi(t_n)} + w_n \qquad (1)$$

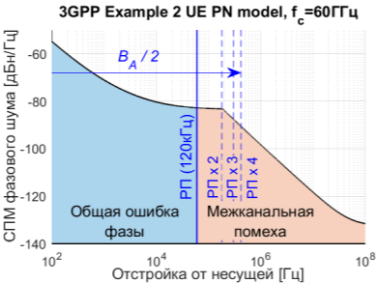


Рис. 1

В частотной области искажения представляются в виде свёртки спектра реализации ФШ с поднесущими OFDM-символа (2), где $\Psi(\omega) = \mathcal{F}(e^{j\psi(t)})$. Первое слагаемое содержит искажённый сигнал, передаваемый на данной поднесущей. Т.к. искажение Ψ_0 одинаково для всех поднесущих, его называют общей ошибкой фазы (ООФ). Остальные слагаемые добавляют искажённый сигнал с соседних поднесущих – т.н. межканальную помеху (МКП).

$$R_k = \sum_l H_l S_l \Psi_{k-l} + W_k = \underbrace{H_k S_k \Psi_0}_{\text{общая ошибка фазы}} + \underbrace{\sum_{l \neq k} H_l S_l \Psi_{k-l}}_{\text{межканальная помеха}} + W_k \qquad (2)$$

Для точного восстановления переданного сигнала необходимо произвести обратную свёртку принятого сигнала R со спектром реализации ФШ Ψ. Однако, ввиду невозможности точной оценки всех коэффициентов Ψ_k и вычислительной сложности дополнительных обратного/прямого БПФ, применяется свёртка в частотной области с некоторым КИХ-фильтром A небольшой длины (3). Это позволяет подавлять ООФ, а также часть мощности МКП, находящуюся внутри полосы КИХ-фильтра $B_A = \Delta f \cdot (2u+1)$, где Δf – разнесение поднесущих (РП) OFDM-системы. На рис. 1 можно видеть пределы воздействия фильтра на спектральные компоненты ФШ.

$$\hat{S}_k = \left(\sum_{v=-u}^{u} A_v R_{k-v} \right) / H_k. \qquad (3)$$

Вид СПМ ФШ зависит от характеристик приёмного оборудования. В данной работе использовалась общепринятая модель ФШ 3GPP Example 2 UE PN model [1].

Качество подавления спектральных компонент Ψ_k внутри полосы КИХ-фильтра зависит от алгоритма оценки его коэффициентов A_v, а также расположения опорных сигналов, используемых при оценке. Далее в работе рассматриваются оба фактора.

Опорные сигналы для оценки фазового шума

Подавление высокочастотных компонент ФШ требует частого расположения опорных сигналов (phase tracking reference signals, PTRS) во времени. В данной работе PTRS передавались в каждом OFDM-символе данных.

В частотной области PTRS-поднесущие располагались блоками длины N_B, равномерно распределёнными в полосе передачи данных (рис. 2). Параметр K характеризует среднюю плотность расположения PTRS (в данной работе $K = 2$), $N_{sc} = 12$ – число поднесущих в блоке ресурсов физического уровня. Заметим, что случай $N_B = 1$ соответствует конфигурации PTRS в стандарте 5G New Radio Release-15.

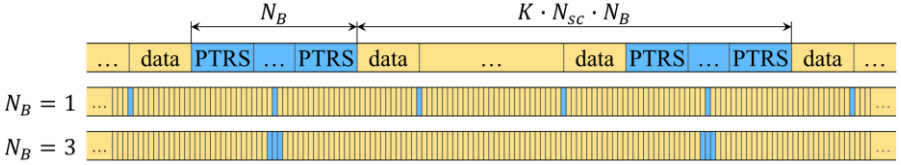


Рис. 2

В качестве последовательности PTRS использовалась QPSK-модулированная псевдошумовая последовательность на основе кода Голда длины 31 [2].

Построение КИХ-фильтра: по оценке спектра фазового шума

Данный подход основан на свойстве преобразования Фурье (4), из которого следует, что коэффициенты подавляющего ФШ фильтра A должны быть комплексно сопряжены с отсчётами спектра ФШ, взятыми в обратном порядке.

$$\mathcal{F}\left(e^{j\psi(t)}\right) = \Psi(\omega) \;\Rightarrow\; \mathcal{F}\left(e^{-j\psi(t)}\right) = \Psi^*(-\omega). \tag{4}$$

Таким образом, ставится задача оценки $2u+1$ низкочастотных (наиболее мощных) отсчётов спектра реализации ФШ. Используя сигналы R, принятые на опорных поднесущих, оценку канала H и последовательность PTRS S можно записать [3]:

$$\hat{\boldsymbol{\Psi}} = \underset{\boldsymbol{\Psi}}{argmin} \left\| \begin{bmatrix} H_{k_0+u}S_{k_0+u} & H_{k_0+u-1}S_{k_0+u-1} & \cdots & H_{k_0-u}S_{k_0-u} \\ H_{k_1+u}S_{k_1+u} & H_{k_1+u-1}S_{k_1+u-1} & \cdots & H_{k_1-u}S_{k_1-u} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ H_{k_{N-1}+u}S_{k_N+u} & H_{k_{N-1}+u-1}S_{k_N+u-1} & \cdots & H_{k_{N-1}-u}S_{k_{N-1}-u} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \Psi_{-u} \\ \Psi_{-u+1} \\ \vdots \\ \Psi_u \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} R_{k_0} \\ R_{k_1} \\ \vdots \\ R_{k_{N-1}} \end{bmatrix} \right\|^2 = \underset{\boldsymbol{\Psi}}{argmin} \|\boldsymbol{X}\boldsymbol{\Psi} - \boldsymbol{r}\|^2 = (\boldsymbol{X}^H\boldsymbol{X})^{-1}\boldsymbol{X}^H\boldsymbol{r}. \tag{5}$$

Соответственно, вектор коэффициентов КИХ-фильтра определяется как:

$$\boldsymbol{A} = (\boldsymbol{P}(\boldsymbol{X}^H\boldsymbol{X})^{-1}\boldsymbol{X}^H\boldsymbol{r})^*, \quad (6)$$

где **P** – антидиагональная матрица перестановки. $\mathbf{X}^H\mathbf{X}$ представляет собой матрицу автокорреляции прошедшей через многолучевой канал последовательности опорных сигналов на отстройках частоты менее ширины полосы КИХ-фильтра. Следует отметить, что число слагаемых при усреднении значений автокорреляции равняется $N_{PTRS}(1 - 2u/N_B)$, т.е. зависит от размещения PTRS в частотной области и всегда меньше числа опорных сигналов N_{PTRS}.

Построение КИХ-фильтра: прямая оценка коэффициентов фильтра

Другой подход основан на стандартном критерии минимума среднеквадратичной ошибки фильтрации (7) и не требует каких-либо предположений о связи коэффициентов A со спектром ФШ.

$$\boldsymbol{A} = \underset{\boldsymbol{A}}{argmin}\left\|\begin{bmatrix} R_{k_0+u} & R_{k_0+u-1} & \cdots & R_{k_0-u} \\ R_{k_1+u} & R_{k_1+u-1} & \cdots & R_{k_1-u} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{k_{N-1}+u} & R_{k_{N-1}+u-1} & \cdots & R_{k_{N-1}-u} \end{bmatrix}\begin{bmatrix} A_{-u} \\ A_{-u+1} \\ \vdots \\ A_u \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} H_{k_0}S_{k_0} \\ H_{k_1}S_{k_1} \\ \vdots \\ H_{k_{N-1}}S_{k_{N-1}} \end{bmatrix}\right\|^2 = \quad (7)$$

$$= \underset{\boldsymbol{A}}{argmin}\|\boldsymbol{RA} - \boldsymbol{x}\|^2 = (\boldsymbol{R}^H\boldsymbol{R})^{-1}\boldsymbol{R}^H\boldsymbol{x}.$$

$\mathbf{R}^H\mathbf{R}$ представляет собой матрицу автокорреляции искажённых ФШ принятых сигналов на отстройках частоты менее ширины полосы КИХ-фильтра. Следует отметить, что элементами **R** могут быть не только принятые опорные сигналы, но и сигналы с поднесущих данных, соседствующих с блоками PTRS. Благодаря этому число слагаемых при усреднении значений автокорреляции всегда равняется N_{PTRS}.

Результаты численного моделирования

С помощью численной модели OFDM-системы связи была исследована эффективность описанных методов построения КИХ-фильтра. В частности, были получены зависимости ОСШ, обеспечивающего 10% вероятность блоковой ошибки, от длины КИХ-фильтра $L = 2u + 1$ и размера блоков PTRS N_B (рис. 3).

Моделировалась система 5G NR с несущей частотой f_c = 60 ГГц и Δf = 120 кГц. В качестве модели многолучевого канала использовалась 3GPP Tapped Delay Line model A (TDL-A). Передача данных осуществлялась со скоростью кода R_0 = 3/4 и модуляцией 64QAM в полосе $B = 256 \cdot N_{sc} \cdot \Delta f$. Общее число PTRS-поднесущих N_{PTRS} = 128 сохранялось во всех конфигурациях, изменение N_B приводило лишь к их перераспределению. Оценка фильтра A проводилась независимо для каждого OFDM-символа.

Были получены зависимости вероятности блоковой ошибки от ОСШ для нескольких значений N_B и длин КИХ-фильтра L = 1, 3, 5 и 7 (рис. 4-6). В наибольшей степени на помехоустойчивость влияет ширина полосы фильтра B_A. Легко заметить, что фильтра с $L = 1$, компенсирующего только ООФ, недостаточно для высокоскоростной передачи данных с РП 120 кГц. Фильтры с $L = 3$, 5 позволяют существенного повысить устойчивость к ФШ, в то время как выигрыш от $L = 7$ не столь значителен.

Алгоритм построения КИХ-фильтра также влияет на качество подавления МКП.

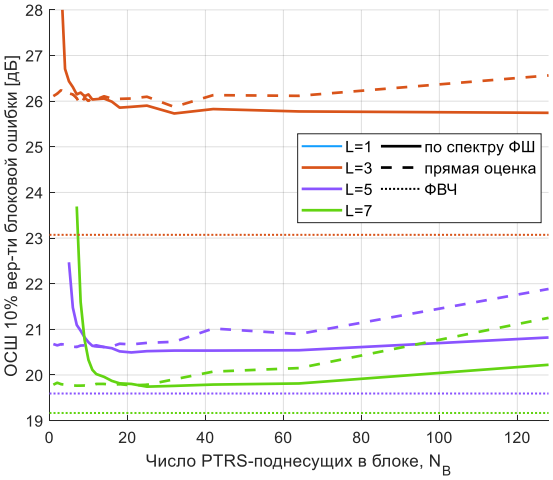


Рис. 3

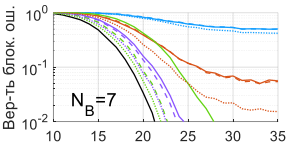


Рис. 4

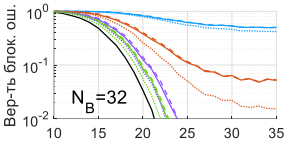


Рис. 5

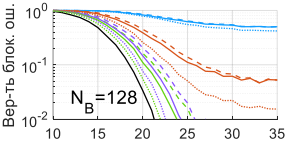


Рис. 6

Сплошные кривые соответствуют построению по оценке спектра ФШ, штриховые – прямой оценке коэффициентов фильтра. Также для сравнения приведены пунктирные кривые, соответствующие полному подавлению спектральных компонент ФШ внутри полосы B_A (ФВЧ), и чёрные кривые без ФШ. Видно, что помехоустойчивость КИХ-фильтра, построенного по спектру ФШ, значительно отличается в зависимости от размера блока PTRS. Это объясняется связью эффективности подавления МКП с качеством оценки матрицы автокорреляции в (6). Число наблюдений, используемых для оценки в данном алгоритме, всегда меньше такового для алгоритма прямой оценки фильтра и особенно мало при N_B близком к L. Поэтому КИХ-фильтр, построенный по спектру ФШ, уступает КИХ-фильтру с прямой оценкой коэффициентов при небольших блоках PTRS, но превосходит его в случаях, когда разница в числе наблюдений перестаёт быть значительной. Также стоит отметить ухудшение помехоустойчивости обоих алгоритмов при росте N_B, объясняемое ростом вероятности замирания сгруппированных PTRS-поднесущих в частотно-селективном канале.

Выводы

В работе были исследованы алгоритмы подавления вызванных ФШ межканальных помех путём фильтрации в частотной области. Было показано, что при выборе размера блока PTRS наилучшим для каждого алгоритма образом, их эффективность сопоставима. Рекомендуется модификация алгоритмов для учёта априорной информации о характерных свойствах спектра ФШ и их дальнейший сравнительный анализ.

[1] TR 38.803 Study on new radio access technology: Radio Frequency (RF) and co-existence aspects. – Sophia Antipolis: 3GPP, 2017, p. 98.
[2] Gold R. // IEEE Transactions on Information Theory. 1967. Vol. 13, № 4. P. 619.
[3] Syrjälä V., Levanen T., Ihalainen T., Valkama M. // IEEE Wireless Communication Letters. 2019. Vol. 8, № 2. P. 640.

РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛЕЙ АВИАЦИОННЫХ КАНАЛОВ «ЗЕМЛЯ-ВОЗДУХ» НА ПРОГРАММНО-АППАРАТНОМ КОМПЛЕКСЕ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

А.В. Елохин, В.С. Сергеев, А.О. Кокарев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последние годы наблюдается очень быстрое развитие технологии беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) и их все более широкое использование в различных военных и гражданских приложениях. Для функционирования данной технологии необходимо обеспечить надежное удаленное управление летательным аппаратами и передачу данных по беспроводному каналу связи. Что, в свою очередь, требует разработки моделей канала связи Воздух-Земля (В-З).

Разработанные аналитические модели не всегда описывают реальное поведение каналов из-за недостаточно реалистичных предположений. Поэтому в последние годы были проведены интенсивные экспериментальные исследования с целью построения эмпирических канальных моделей. Наиболее детальные из них проводились в рамках проекта, финансируемого исследовательским центром NASA John Glenn. На основе собранных экспериментальных данных разработаны одномерные модели каналов для различных сценариев [1]-[4].

В этой работе мы предлагаем применить Quasi-Deterministic (Q-D) метод [5]-[6] для восстановления угловых и частотно-временных характеристик распространения лучей в трехмерном пространстве. Имитируя движущиеся объекты, Q-D модель канала может воспроизводить эффекты затухания и Доплера, наблюдаемые в реальных измерениях [7].

Схема измерений канала Воздух-Земля

На рис. 1 приведена схема экспериментальных измерений характеристик радиоканала Воздух-Земля (В-З).

Передатчик (TX) зондирующего сигнала расположен на наземной станции (НС) с почти всенаправленной по азимуту антенной на высоте 20 метров над уровнем земли, а приемник (RX) – на самолете, летящем на высоте от 800 до 1200 метров на различных расстояниях 2-50 км от НС.

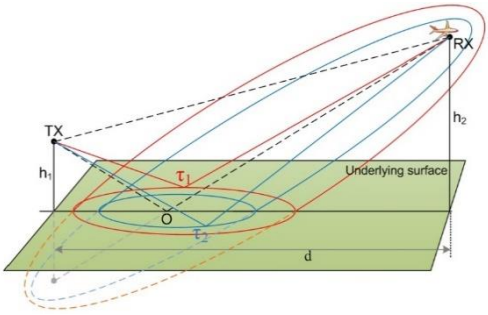


Рис. 1

Q-D подход к моделированию канала построен на представлении импульсной характеристики канала – channel impulse response (CIR), состоящей из нескольких квазидетерминированных сильных лучей (D-лучей) и ряда относительно слабых случайных лучей (R-лучей), возникающих из отражений окружающих объектов.

Классификация лучей 3D канала Воздух-Земля

Модели канала В-З, разработанные в [1]-[4], вводят четыре типа лучей многолучевого канала (см. рис. 2):

1) LOS D-луч, волновые вектора $\mathbf{r_{TX,1}}$ и $\mathbf{r_{RX,1}}$.
2) NLOS D-луч, отраженный от подстилающей поверхности, вектора $\mathbf{r_{TX,2}}$ и $\mathbf{r_{RX,2}}$.
3) R-лучи с задержкой, превышающей задержку отраженного от земли D-луча NLOS, вектора $\mathbf{r_{TX,i}}$ и $\mathbf{r_{RX,i}}$.
4) R-лучи, с задержкой меньше, чем задержка отраженного от земли D-луча NLOS, $\mathbf{r_{TX,j}}$ и $\mathbf{r_{RX,j}}$.

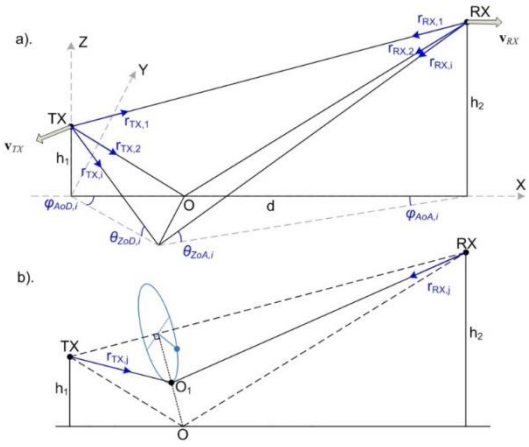


Рис. 2

Решая задачу реконструкции 3D-канала В-З, необходимо найти значения углов отправки – angles of departure (AoD), углов прибытия – angles of arrival (AoA) и частотных сдвигов для каждого из вышеперечисленных типов лучей канала.

Восстановление параметров 3D углов

Алгоритм восстановления параметров канала В-З включает в себя расчет AoD и AoA на основе определения положения канальных отражателей в пространстве между передатчиком и приемником [5]-[6]. Эта задача решается в два этапа. Во-первых, расчет возможного положения отражателей канала для каждого луча на основе геометрии системы связи и известных значениях задержек. Во-вторых, вычисление AoD и AoA на основе относительного расположения TX и RX и определенных канальных отражателей.

Для 1-го и 2-го типа лучей углы AoD и AoA рассчитываются непосредственно из координат TX и RX. Для этих D-лучей в азимутальной плоскости углы отправки $\varphi_{AoD,i}$ и углы прибытия $\varphi_{AoA,i}$ можно установить равными нулю без потери общности, выбрав соответствующую систему координат (см. рис. 2a).

Для R-лучей 3-го типа координаты соответствующих случайных отражателей лежат на подстилающей поверхности на линии, которая является пересечением с эллипсоидом равных задержек.

Для R-лучей 4-го типа задержки меньше, а значит точки отражения лежат над поверхностью земли (например, это может быть отражение от высокого здания или других высоких объектов). Построение пути R-лучей 4-го типа в соответствии с этим предположением изображено на рис. 2b.

Угловые характеристики 3D модели канала В-З позволяют рассчитать доплеровские сдвиги для каждого луча в CIR. Поскольку предложенная процедура рекон-

струкции позволяет установить AoD и AoA для каждого луча, доплеровское расширение спектра передаваемого сигнала моделируется как набор доплеровских сдвигов к несущей частоте сигнала для каждого луча канала. В случае неподвижных отражателей доплеровский сдвиг частоты для *i*-го луча можно представить как:

$$f_{d,i} = \frac{f_0}{c}\left(\boldsymbol{v}_{TX} \cdot \boldsymbol{r}_{TX,i} + \boldsymbol{v}_{RX} \cdot \boldsymbol{r}_{RX,i}\right),$$

где $\mathbf{v}_{TX}$ и $\mathbf{v}_{RX}$ – векторы скоростей передатчика и приемника соответственно, а $\mathbf{r}_{TX,i}$ и $\mathbf{r}_{RX,i}$ – единичные волновые векторы i-го луча для TX и RX соответственно, f_0 – несущая частота, c - скорость света.

Результаты симуляции

В данной работе для моделирования использовался симулятор системного уровня, созданный в среде Matlab. Программная реализация включает процедуры генерации CIR, расчета AoD и AoA для отдельных лучей и определения доплеровских сдвигов лучей. Генерация R-лучей проводилась в соответствии со статистическими распределениями их задержек и амплитуд, приведенными в работах [1]-[4].

Для проверки адекватности разработанных 3D моделей каналов В-З были сгенерированы ансамбли CIR в зависимости от горизонтального расстояния между передающей НС и приемником, расположенным на самолете. Примеры этих ансамблей для сценариев полета «над морем» (высота НС 20 м, высота самолета 800 м) и «над городской средой» (высота НС 20 м, высота самолета 562 м) показаны на рис.3a и рис. 3b соответственно.

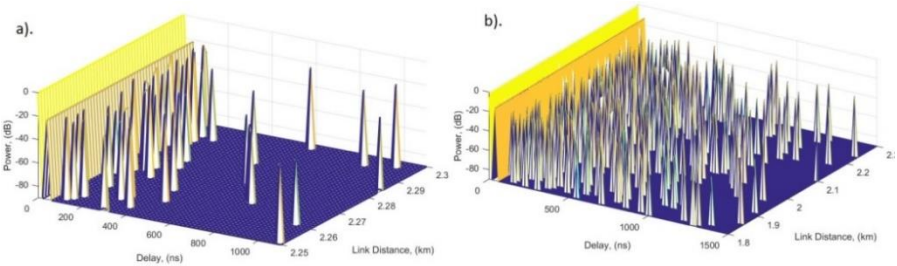


Рис. 3

Более детальное сравнение этих результатов с экспериментальными результатами (представленными на рис. 11 из [1] и на рис. 6 из [3]) показывает, что разработанная 3D модель канала В-З позволяет адекватно воспроизводить статистику реальных CIR.

Гистограммы распределений углов AoD и AoA в азимутальной и угломестной плоскостях для сценариев «над морем» и «над городской средой показаны на рис. 4 и рис. 5 соответственно. Видно, что для передатчика, расположенного на НС вблизи земли, распределения AoD в азимутальной и угломестной плоскостях для обоих сценариев намного шире, чем для приемника, расположенного на самолете. Это связано с тем, что основная масса случайных R-лучей в канале В-З получается в результате отражения от окружающих НС объектов на поверхности земли. В то же время угло-

вой размер области отражения значительно меньше при наблюдении с самолета, чем при наблюдении с НС.

Интересно отметить, что для обоих сценариев распределения углов азимута и места AoA на самолете имеют примерно одинаковую узкую ширину. Угловые распределения AoD для разных сценариев оказываются существенно различными, что, вероятно, определяется различными конфигурациями объектов, окружающих передающую НС.

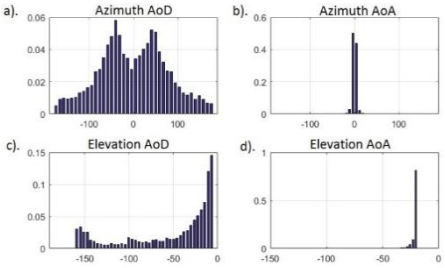


Рис. 4

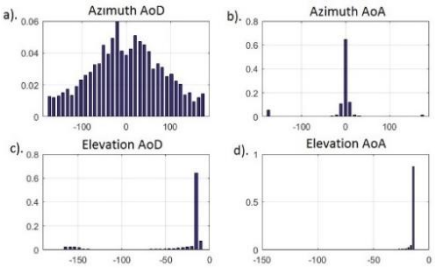


Рис. 5

Выводы

В настоящей работе введен Q-D метод для восстановления угловых и частотных характеристик трехмерных моделей каналов В-З на основе эмпирических моделей каналов TDL. Моделирование показало, что разработанная 3D модель канала В-З адекватно воспроизводит статистику реальных импульсных характеристик канала и обеспечивает физически обоснованные распределения AoD и AoA и доплеровские рассеяния.

[1] Matolak D.W., Sun R. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 66 (2017). С. 26.
[2] Sun R., Matolak D.W. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 66 (2017). С. 1913.
[3] Matolak D.W., Sun R. // IEEE Transactions on Vehicular Technology.66 (2017). С. 6607.
[4] Sun R., Matolak D.W. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 66 (2017). С. 7643.
[5] Maltsev A. et al. // *IEEE Globecom Workshops (GC Wkshps). 2014. С.* 966.
[6] Maltsev A. et al. // Doc. IEEE 802.11-2015/1150r9. 2017.
[7] Wang J., Gentile C., Papazian P. B., Choi J., Senic J. // *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters.* 16 (2017). С. 2195.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД АДАПТИВНОЙ КОМПЕНСАЦИИ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ НА СТОРОНЕ ПРИЁМНИКА

Г.А. Ермолаев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время растет актуальность проблемы компенсации нелинейных искажений на передатчике в связи с распространением сетей Интернета Вещей (IoT, Internet-of-Things) в системах связи пятого поколения 5G. Для обеспечения массового производства, приемная и передающая части устройств для таких систем должны быть реализованы с использованием простых и экономически эффективных технических решений, поэтому требования к точности реализации отдельных элементов (конденсаторов, резисторов, транзисторов и т.д.) могут быть снижены. Это может привести к довольно высокому уровню искажений в IoT устройствах.

Особенно это заметно при использовании миллиметровых диапазонов длин волн в сетях IoT. Процессы изготовления радиочастотных компонентов для таких диапазонов значительно сложнее, что также влечет за собой более высокий уровень искажений. Не смотря на это, базовая станция IoT сетей должна контролировать и управлять большим количеством устройств, чего нельзя будет добиться без использования нетрудоемких алгоритмов на стороне приемника (RX) для режима восходящей передачи данных (UL).

Поскольку эти факторы могут ограничивать производительность системы даже при больших отношениях мощности сигнала к мощности шума (ОСШ, SNR), довольно много работ было посвящено проблеме компенсации искажений, возникающих при передаче сигнала, таких как [1-3]: нелинейные искажения на усилителе (Power amplifier, PA), дисбаланс компонент в квадратурном модуляторе (I/Q imbalance) и т.д.

Большинство из ранее предложенных схем работают по принципу оценки характеристик PA путем непосредственного измерения искажений сигнала на TX антенне.

Основным недостатком большинства предлагаемых схем предварительного искажения на передатчике является их высокая сложность и стоимость. Устройство сетей IoT должно быть очень дешевым, поэтому использование в нем сложных схем предварительного искажения нецелесообразно.

В данной работе предлагается новый метод компенсации нелинейных искажений для IOT систем. Представленный метод основан на статистическом анализе символов принятых данных для оценки и компенсации искажений.

Модель исследуемой системы

Обобщенная структурная схема передатчика с квадратурным модулятором показана на рис.1. В данной модели системы, “идеальные” компоненты сигнала генерируются в цифровом сигнальном процессоре (DSP), трансформируются в аналоговые сигналы в цифроаналоговых преобразователях, сдвигаются в квадратурном модуляторе на необходимую полосу частот с помощью синусоидальных сигналов гетеродина (LO) и после прохождения полосовых фильтров (BPF) и суммирования поступают в усилитель мощности (PA).

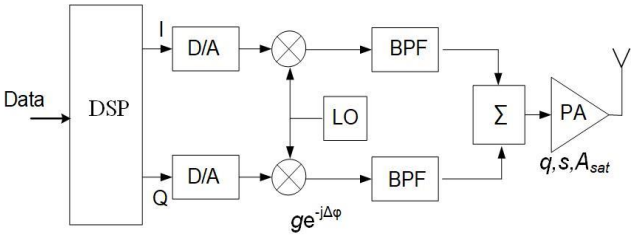


Рис. 1

Для моделирования нелинейности на PA передатчика использовалась хорошо известная Rapp модель [4-5], которая задает амплитудные искажения следующим образом:

$$G(A) = q\frac{A}{\left(1+\left(\frac{qA}{A_{sat}}\right)^{2s}\right)^{\frac{1}{2s}}}, \quad (1)$$

где G(A) – выходная амплитуда, A – входная амплитуда сигналов на PA, q – малый коэффициент усиления сигнала, s – коэффициент плавности, A_{sat} – уровень насыщения.

Для моделирования дисбаланса компонент сигнала использовалась модель, представленная в документах по методологии анализа алгоритмов при разработке стандарта IEEE 802.11ad [5]:

$$\boldsymbol{y_d}(t) = \mu \boldsymbol{y}(t) + \nu \boldsymbol{y}^*(t), \quad (2)$$

где **y**(t) – идеальный комплексный передающийся сигнал, $\mathbf{y_d}$(t) – искаженный комплексный сигнал.

Для удобства анализа в данной работе предполагается, что весь дисбаланс между компонентами сигнала возникает из-за отклонения амплитуды от единицы ($g \neq 1$) и сдвига фазы ($\Delta\varphi \neq 0$, phase shift, PS) сигнала гетеродина только для квадратурной составляющей. В таком случае, если мы представим идеальный комплексный передаваемый сигнал **y**(t) в виде синфазной и квадратурной составляющих $\mathbf{A_c}$(t) и $\mathbf{A_s}$(t):

$$\boldsymbol{y}(t) = \boldsymbol{A_c}(t) + j\boldsymbol{A_s}(t),$$

тогда искаженный сигнал может быть записан как:

$$\boldsymbol{y_d}(t) = \boldsymbol{A_c}(t) + jge^{-j\Delta\varphi}\boldsymbol{A_s}(t). \quad (3)$$

Простые манипуляции с формулами (2) и (3) показывают, что коэффициенты μ и ν из (2) в таком случае выражаются в виде:

$$\mu = \frac{1+ge^{j\Delta\varphi}}{2}, \nu = \frac{1-ge^{j\Delta\varphi}}{2}.$$

На рис. 2 и 3 представлены диаграммы рассеяния принятого 16QAM сигнала, иллюстрирующие примеры влияния таких искажений, как дисбаланс компонент сигнала и нелинейность на PA соответственно.

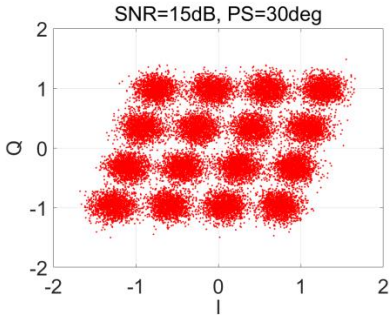


Рис. 2

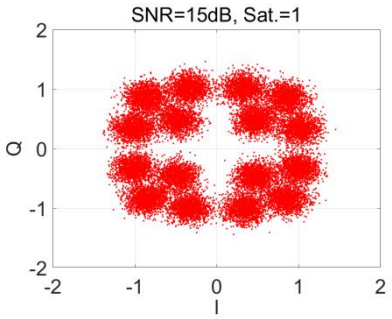


Рис. 3

Общий подход к компенсации искажений

Предлагаемый подход к компенсации искажений, возникающих на передатчике, на стороне приёмника включает в себя две основные операции. Во-первых, параметры суммарных искажений оцениваются независимо от их происхождения, во-вторых, мягкие метрики, используемые в модифицированном декодере, корректируются на основе этих оценок. Статистическая оценка нелинейности на PA и искажений дисбаланса компонент сигнала проводилась на основе построения диаграмм рассеяния (гистограмм) полученных комплексных 16QAM сигналов в плоскости компонент сигнала, примеры которых приведены на рис. 2 и 3. Обработка проводилась в несколько этапов:

1) Используя априорное знание структуры созвездия 16QAM модуляции, в двумерной области принимаемого сигнала создается однородная двумерная сетка.
2) Для каждой ячейки двумерной сетки вычисляется количество точек принятого модулированного сигнала, попадающих в область этой ячейки.
3) Для каждой точки созвездия 16QAM модуляции выбирается часть (кластер) двумерного счетчика с центром в выбранной точке созвездия для последующего поиска максимального значения счетчика в выбранном кластере. Середина ячейки с максимальным значением счетчика принимается за максимально правдоподобную оценку искаженного сигнала и становится новой искаженной точкой созвездия 16QAM модуляции.
4) Вновь полученные точки созвездия используются при демодуляции принятых сигналов, а именно при вычислении евклидова расстояния в алгоритмах мягкой демодуляции для сигналов 16QAM с использованием метрик LLR (логарифмического отношения правдоподобий) для каждого принятого бита.

Результаты моделирования

Для оценки эффективности описанного выше алгоритма был создан симулятор физического уровня системы связи Wi-Fi на основе стандарта IEEE 802.11ad. Основные параметры исследуемой системы связи приведены в табл. 1.

Табл. 1

Параметр	**Значение**
Схема кодирования каналов	LDPC Wi-Fi IEEE 802.11ad
Модуляция	16QAM
Скорость кодирования	3/4
Параметры моделей искажений	PS = 10, 30 град
	q=1, s = 0.5, Sat = A_{sat}/A_{eff}= 0.5, 2

На рис. 4 и 5 представлены примеры сравнения вероятностей ошибки блока данных без использования алгоритма адаптации модуляционного созвездия (красные кривые) и с использользованием алгоритма адаптации (зеленые кривые). Сравнивая данные кривые, можно сделать вывод, что предложенный метод показывает заметный выигрыш, причем, как видно из рис. 4 и 5, статистический подход к компенсации искажений даёт больший выигрыш в случае более сильных искажений.

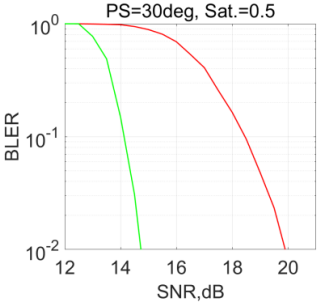


Рис. 4

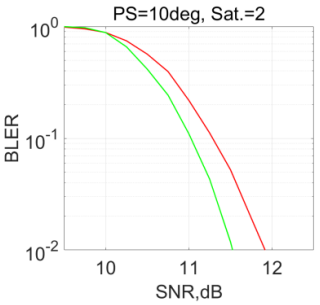


Рис. 5

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта No 20-32-90197.

[1] J. de Mingo, A. Valdovinos // Performance of a new digital baseband predistorter using calibration memory. IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2001. Vol. 50. No. 4. P. 1169.
[2] R. Marsalek, P. Jardin, G. Baudoin // From post-distortion to pre-distortion for power amplifiers linearization. IEEE Communications Letters. 2003. Vol. 7, No. 7. P. 308.
[3] M. Valkama, M. Renfors, V. Koivunen // Advanced methods for I/Q imbalance compensation in communication receivers. IEEE Transactions on Signal Processing. 2001. Vol. 49, No. 10. P. 2335.
[4] C. Rapp // Effects of HPA-nonlinearity on 4-DPSK-OFDM-signal for a digital sound broadcasting system. Proc. 2nd European Conference Satellite Communications. 1991.
[5] Evaluation methodology of IEEE 802.11ad https://mentor.ieee.org/802.11/documents?is_dcn=Eldad%20Perahia&is_group=00ad&is_year=2010.

ОЦЕНКА КООРДИНАТ ИСТОЧНИКА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ МАЛЫХ СПУТНИКОВЫХ ГРУППИРОВОК

И.В. Гринь, О.А. Морозов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Многопозиционные системы занимают ведущее место в развитии современной радиолокации и радионавигации. Использование космического сегмента в радиолокационных системах позволяет формировать глобальную область рабочей зоны и успешно решать задачу оценки координат неизвестных излучающих объектов. К недостаткам радиолокационных систем космического базирования следует отнести значительную сложность развертывания и высокую стоимость [1].

Разработка методов оценки координат источников радиоизлучения, базирующихся на спутниковых системах и функционирующих при минимальном количестве космических аппаратов в составе системы, потенциально может значительно сократить стоимость подобных систем и обеспечить функционирование системы уже на этапе развертывания.

Одним из наиболее универсальных методов определения местоположения источника радиоизлучения является разностно-дальномерный метод, наиболее подходящий к пассивным многопозиционным спутниковым системам, в силу отсутствия необходимости знать начальный момент излучения сигнала. Для его применения необходимо определить только взаимные временные задержки принятых сигналов [2].

Определение местоположения источника радиоизлучения разностно-дальномерным методом основано на формировании системы нелинейных уравнений, связывающих координаты источника излучения с взаимные временные задержки принятых сигналов:

$$\begin{cases} R_1 - R_2 = c\Delta\tau_{12} \\ R_i = \sqrt{(x_M - x_1)^2 + (y_M - y_1)^2 + (z_M - z_1)^2} \end{cases}. \quad (1)$$

Однако из анализа принятых несколькими приемниками сигналов можно получить информацию не только о взаимных временных задержках, но и о смещениях спектров сигналов вследствие эффекта Доплера, неизбежно возникающего при их распространении в системе.

Методы определения местоположения источника радиоизлучения, тем или иным образом использующие доплеровские изменения частотных характеристик сигналов традиционно используются для определения скоростей движущихся объектов, однако в многопозиционных спутниковых системах они могут успешно применяться для определения координат источников радиоизлучения [2].

Определение местоположения источника радиоизлучения разностно-доплеровским методом основано на формировании системы нелинейных уравнений, связывающих координаты источника излучения с относительными радиальными

скоростями приемников многопозиционной системы и разностью доплеровских сдвигов спектров пары принятых сигналов:

$$\begin{cases} \Delta\omega_{ij} = \omega_i \dfrac{V_{ri} - V_{rj}}{c + V_{ri}} \\ V_{ri} = \dfrac{v_{xi}(x_M - x_i) + v_{yi}(y_M - y_i) + v_{zi}(z_M - z_i)}{\sqrt{(x_M - x_i)^2 + (y_M - y_i)^2 + (z_M - z_i)^2}}, \end{cases} \quad (2)$$

где $\Delta\omega_{ij}$ – разность доплеровских смещений спектров двух принятых сигналов, V_{ri} – радиальная скорость движения i-го приемника к точке излучения (x_M, y_M, z_M), ω_i – частота сигнала, принятого i-м приемником, c – скорость света.

Чтобы минимизировать количество космических аппаратов, необходимых для функционирования радиолокационной системы, нужно максимально эффективно использовать информацию об источнике радиоизлучения. Для этого предлагается объединить разностно-дальномерный (1) и разностно-доплеровский (2) методы и составить новую систему нелинейных уравнений.

Система уравнений разностно-дальномерного разностно-доплеровского метода имеет единственное решение, если спутниковая радиолокационная система содержит в своем составе как минимум три космических аппарата. Если дополнить данную систему уравнений требованием нахождения источника радиоизлучения на поверхности Земли и добавить к системе уравнение эллипсоида Земли, минимально необходимое количество космических аппаратов сократится до двух [3].

Решение системы нелинейных уравнений сводится к минимизации функционала квадратов ошибок:

$$F(x, y, z) = F_{\text{РДМ}}(x, y, z) + F_{\text{РДопМ}}(x, y, z) + F_e(x, y, z), \quad (3)$$

где $F_{\text{РДМ}}(x, y, z)$ – функционал разностно-дальномерного метода:

$$F_{\text{РДМ}}(x, y, z) = (R_1(x, y, z) - R_2(x, y, z) - c\Delta\tau_{12})^2, \quad (4)$$

$F_{\text{РДопМ}}(x, y, z)$ – функционал разностно-доплеровского метода:

$$F_{\text{РДопМ}}(x,y,z) = \left(\frac{V_{r1}(x,y,z) - V_{r2}(x,y,z)}{c + V_{r1}(x,y,z)} - \frac{\Delta\omega_{12}}{\omega}\right)^2. \quad (5)$$

$\mathrm{F_e(x,y,z)}$ – функционал эллипсоида Земли:

$$F_e(x,y,z) = \left(1 - \frac{(x-x_M)^2}{a^2} + \frac{(y-y_M)^2}{b^2} + \frac{(z-z_M)^2}{c^2}\right)^2. \quad (6)$$

Для исследования точностных характеристик предложенного метода было проведено моделирование радиолокационной системы космического базирования, состоящей из двух аппаратов, выведенных на высокоэллиптическую орбиту типа «Молния».

На рис. 1, 2 и 3 представлены графики среднеквадратичного отклонения оценки координат источника радиоизлучения от истинного в зависимости от точности оценки координат космических аппаратов (рис. 1), в зависимости от точности оценки скоростей космических аппаратов (рис. 2) и в зависимости от точности оценки доплеровских смещений спектров принятых сигналов (рис. 3). Усреднения проводились по $N = 1000$ реализациям.

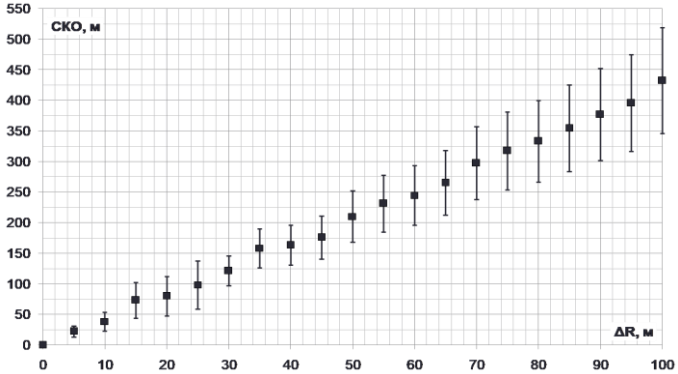


Рис. 1

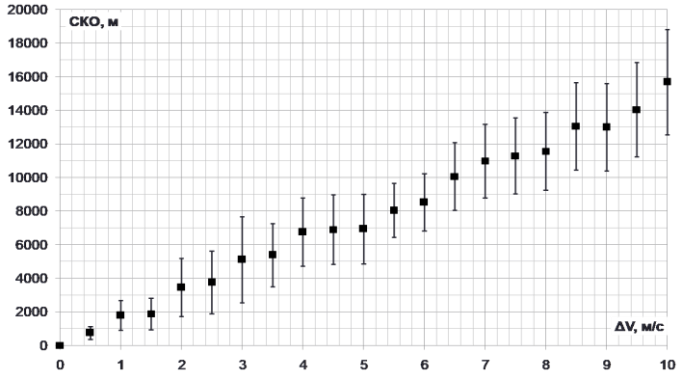


Рис. 2

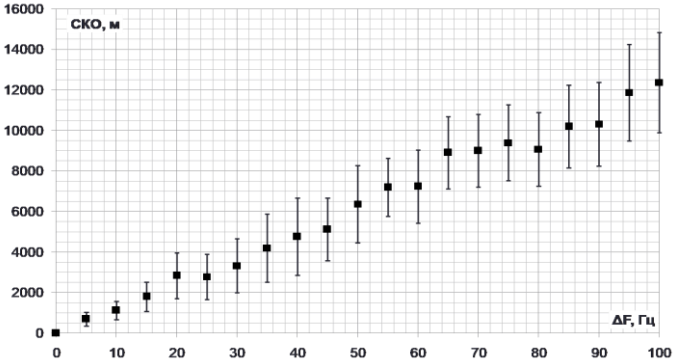


Рис. 3

Полученные зависимости позволяют оценить потенциальные точностные характеристики подобных систем и сформировать требования, предъявляемые к точности измерения навигационных параметрах в таких системах.

[1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы: учеб.для вузов по спец. «Радиотехника»/ Под ред. Ю. М. Казаринова. – М.: Высш. шк., 1990, 496 с.

[2] Сосулин Ю. Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации: Учеб.пособие для вузов. – М.: Радио и связь, 1992, 304 с.

[3] Гринь И.В., Ершов Р.А., Морозов О.А. // Системы управления и информационные технологии. №2.1(56). 2014. С. 124.

УСТРАНЕНИЕ НЕОДНОЗНАЧНОСТИ ОЦЕНКИ НАВИГАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МНОЖЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ КРИТЕРИЯ СОГЛАСОВАННОСТИ ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖЕК

И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Развитие современных систем радиолокации и радионавигации обусловлено в большей степени развитием спутниковых технологий. Применение многопозиционных спутниковых систем позволяет существенно повысить эффективность радиолокации за счет большего количества регистрируемой информации [1].

При проектировании спутниковых систем определения положения источников радиоизлучения, наиболее актуальной из возникающих задач является задача оценки координат источника радиоизлучения методами пассивной пеленгации в реальном масштабе времени. Наиболее эффективными методами решения данной задачи являются разностно-дальномерный и разностно-доплеровский методы, требующие для своей реализации определения навигационных параметров, а именно взаимных временных задержек распространения сигналов и взаимных смещений их спектров, возникающих вследствие эффекта Доплера [2].

Наиболее общим методом оценки взаимных временных задержек распространения сигналов и взаимных смещений их спектров является метод максимума правдоподобия. Метод максимума правдоподобия сводится к корреляционным оценкам в случае отсутствия эффекта Доплера или же к методу построения и анализа взаимной функции неопределенности в случае существенного влияния эффекта Доплера [3].

Следует отметить, что при одновременном позиционировании нескольких источников радиоизлучения возникает проблема однозначного определения набора навигационных параметров для каждого из источников. В связи с проблемой неоднозначности определения набора навигационных параметров для каждого из источников представляется актуальной реализация алгоритмов устранения данной неоднозначности и, соответственно, разработка алгоритмов оценки навигационных параметров множественных источников радиоизлучения.

Рассмотрим многопозиционную спутниковую систему пассивной пеленгации, в которой необходимо определить координаты (x_i, y_i, z_i) N источников излучения ($i = 1..N$), находящихся на земной поверхности (рис. 1). Для определения местоположения источников необходимо определить взаимные временные задержки распространения сигналов по различным каналам относительно канала распространения к спутнику, принятому в качестве опорного.

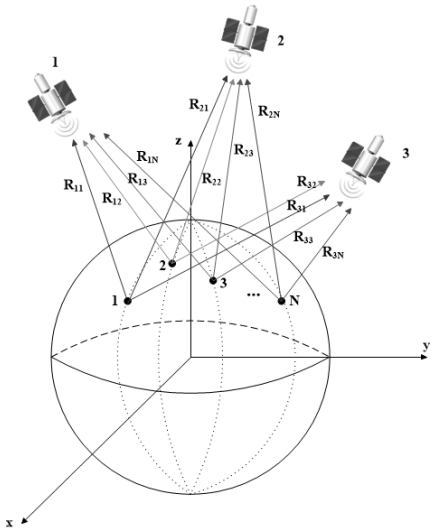


Рис. 1

Модель сигналов, принимаемых спутниками, может быть записана следующим образом:

$$\begin{cases} s_1(t) = \sum_{i=1}^{N} x_i(t) + \varepsilon(t) \\ s_2(t) = \sum_{i=1}^{N} \tilde{x}_i\,(t + \tau_{2i}) + \eta_2(t) \\ \dots \\ s_M(t) = \sum_{i=1}^{N} \tilde{x}_i\,(t + \tau_{Mi}) + \eta_M(t) \end{cases}, \qquad (1)$$

где $x_i(t)$, i=1..N – сигнал, излучаемый i-м источником, сигналы $\tilde{x}_i\left(t + \tau_{ji}\right)$, $j = 2,\dots,M$ представляют собой искажённые и задержанные копии сигнала $x_i(t)$; $\xi(t)$ – некоррелированный с сигналами от источников шум в опорном канале, $\eta_2(t),\dots,\eta_M(t)$ – шумы в исследуемых каналах. Для применения разностно-дальномерного метода необходимо для каждого источника с номером i определить временные задержки τ_{ji}.

При проведении оценки временных задержек сигналов, принимаемых космическими аппаратами, в описанной системе с использованием корреляционного анализа неизбежно возникает проблема неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным источникам излучения. В случае наличия нескольких источников взаимная корреляционная функция принимаемых сигналов имеет несколько максимумов, каждый из которых соответствует одному из источников [4]. Для решения данной проблемы предлагается, в данной работе, рассмотреть алгоритм, основанный на критерии согласованности временных задержек.

При построении взаимных корреляционных функций системы (1) каждая корреляционная функция будет содержать N пиков:

$$\begin{cases} R_{12}(\Delta t) : \Delta t_{121}, \Delta t_{122}, \dots, \Delta t_{12N}; \\ R_{23}(\Delta t) : \Delta t_{231}, \Delta t_{232}, \dots, \Delta t_{23N}; \\ \cdots \\ R_{M-1,M}(\Delta t) : \Delta t_{M-1,M,1}, \Delta t_{M-1,M,2}, \dots, \Delta t_{M-1,M,N}; \\ R_{M,1}(\Delta t) : \Delta t_{M,11}, \Delta t_{M,12}, \dots, \Delta t_{M,1,N}. \end{cases} \quad (2)$$

Рассмотрим взаимные временные задержки, соответствующие k-му источнику: $\Delta t_{12k}, \Delta t_{23k}, \dots, \Delta t_{M1k}$. Каждую из задержек можно представить следующим образом:

$$\begin{cases} \Delta t_{12k} = \tau_{1k} - \tau_{2k} \\ \Delta t_{23k} = \tau_{2k} - \tau_{3k} \\ \cdots \\ \Delta t_{M1k} = \tau_{Mk} - \tau_{1k} \end{cases}, \quad (3)$$

где τ_{ij} – время распространения излучения от j-го источника излучения до i-го космического аппарата.

Нетрудно заметить, что рассмотренные задержки, соответствующие одному источнику обладают следующим свойством:

$$\Delta t_{12k} + \Delta t_{23k} + \cdots + \Delta t_{M1k} = \tau_{1k} - \tau_{2k} + \tau_{2k} - \tau_{3k} + \cdots + \tau_{Mk} - \tau_{1k} = 0. \quad (4)$$

Алгоритм устранения неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным источникам излучения, использующий критерий согласованности временных задержек (4) строится следующим образом:

1) Для корреляционных функций системы (2) оцениваются все взаимные временные задержки Δt_{ijk} с применением корреляционного анализа и соответствующим построением M взаимных корреляционных функций сигналов системы (1).
2) Корреляционная функция $R_{12}(\Delta t)$ принимается за базовую, взаимным временным задержкам Δt_{12k} присваиваются порядковые номера, соответствующие номеру источника излучения.
3) Для каждой пронумерованной взаимной временной задержки Δt_{12k} из $R_{12}(\Delta t)$ прямым перебором находятся взаимные временные задержки из остальных корреляционных функций системы (2), удовлетворяющие критерию согласованности задержек (4).

Для исследования предложенного алгоритма проведено моделирование узкополосных сигналов в виде квадратурных компонент с использованием BPSK и MSK-манипуляций. На основе компьютерного моделирования проведено исследование зависимости вероятности правильной работы алгоритма оценки взаимной временной задержки от уровня шума (ОСШ) в исследуемых сигналах. Вероятность рассчитывалась на основе: $P = m/n$, m – число благоприятных исходов, n – количество испытаний. Испытание считалось благоприятным, если временные задержки определились верно, с точностью до половины длительности бита, а так же учитывалось найденное количество взаимных временных задержек в каждой выделенной группе (количество взаимных временных задержек в каждой группе должно быть равно количеству источников). Усреднение проводилось по $N = 1000$ реализациям. Исследовались конфигурации, содержащие 4 источника излучения. Вычислительная сложность алгоритма: N^M операций (выделяются N групп в M корреляциях).

На рис. 2 и рис. 3 представлены полученные зависимости вероятности правильного определения групп задержек, соответствующих каждому из источников от ОСШ в исследуемом канале (для узкополосных сигналов в виде квадратурных компонент с использованием MSK и BPSK-манипуляций, соответственно). Приведены зависимости корректного определения 1 из 4, 2 из 4, 3 из 4 и 4 из 4 групп задержек.

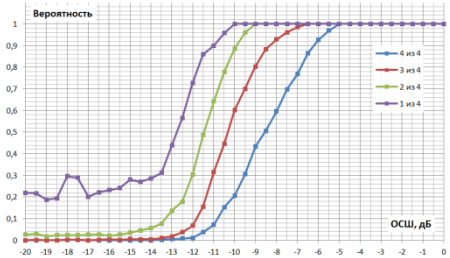


Рис. 2

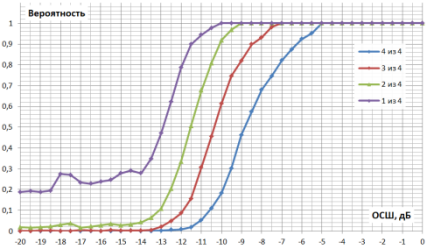


Рис. 3

ОСШ в исследуемых сигналах изменялось в диапазоне от -20 дБ до 0 дБ. Анализ полученных результатов показывает устойчивую работу алгоритма устранения неоднозначности соотнесения величин измеряемых задержек конкретным источникам излучения при довольно низком отношении сигнал/шум в каналах связи (до -6 дБ).

[1] Гришин Ю.П., Ипатов В.П., Казаринов Ю.М. Радиотехнические системы: учеб.для вузов по спец. «Радиотехника» / Под ред. Ю. М. Казаринова. – М.: Высш. шк., 1990, 496 с.

[2] Сосулин Ю. Г. Теоретические основы радиолокации и радионавигации: Учеб.пособие для вузов. – М.: Радио и связь, 1992, 304 с.

[3] Логинов А.А., Морозов О.А., Хмелев С.Л. // Известия высших учебных заведений. Радиофизика, № 5-6 (52), 2009. С. 503.

[4] Гринь И.В., Ершов Р.А., Морозов О.А. // Системы управления и информационные технологии. 2014. № 2.1(56). С. 124.

ОБНАРУЖЕНИЕ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО КВАЗИРАДИОСИГНАЛА С НЕИЗВЕСТНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ НА ФОНЕ ГАУССОВСКОГО БЕЛОГО ШУМА И СВЕРХКОРОТКОИМПУЛЬСНОЙ ПОМЕХИ

Ю.Э. Корчагин, К.Д. Титов, Е.Э. Головацкая

ФГБОУ ВО Воронежский Государственный Университет

Наличие в эфире электромагнитных импульсов большой мощности (сверхкороткоимпульсных (СКИ) помех) может привести к функциональному поражению приёмного оборудования. В зависимости от величины пиковой напряжённости электрического поля это может приводить к кратковременным сбоям с восстановлением работоспособности после прекращения воздействия или разрушению оборудования с необходимостью его ремонта или замены. Современное приёмопередающее оборудование, как правило, имеет защиту от поражающего воздействия СКИ, при этом недостаточно исследован вопрос оценки воздействия таких помех на сигнальном уровне. В работе [1] синтезирован квазиправдоподобный (КП) обнаружитель сверхширокополосного (СШП) квазирадиосигнала (КРС) с известной длительностью, наблюдаемого на фоне гауссовского белого шума и СКИ-помехи. Структура СШП КРС подобна узкополосным радиосигналам, но условие относительной узкополосности для них не выполняется. В силу особенностей распространения радиоволн, а также из-за возможной неточности модели на приёмной стороне часто оказывается неизвестной длительность СШП КРС.

Целью данной работы является синтез и анализ КП алгоритма обнаружения СШП КРС с неизвестной длительностью, наблюдаемого на фоне гауссовского белого шума и СКИ-помехи, а также сравнительный анализ характеристик обнаружителя СШП КРС без воздействия помех и при их наличии.

Сверхширокополосный КРС произвольной формы запишем в виде

$$s(t,\ a_1,\ \varphi_1,\ \tau_1,\ \omega_1) = \begin{cases} a_1 f_1(t)\, cos(\omega_1 t - \ \varphi_1), 0 \le t \le \ \tau_1, \\ 0, t < 0, t > \ \tau_1, \end{cases} \quad (1)$$

где $a_1, \varphi_1, \omega_1, \tau_1$ – амплитуда, начальная фаза, частота и длительность сигнала соответственно, а $f_1(t)$ – модулирующая функция, описывающая его форму [2].

$$\vartheta(t,\ a_2, \tau_2) = \begin{cases} a_2 f_2(t), 0 \le t \le \ \tau_2, \\ 0, t < 0, t > \ \tau_2, \end{cases} \quad (2)$$

и введены обозначения, аналогичные (1).

Рассмотрим задачу приёма СШП КРС на фоне гауссовского белого шума $n(t)$ и мешающего сигнала (2) в течение интервала времени $t \in [0, T]$. Аддитивную смесь сигнала (1), шума n(t) и мешающего сигнала (2) запишем в виде

$$\xi(t) = \gamma_0 s(t,\ a_{01},\ \varphi_{01},\ \tau_{01},\ \omega_{01}) + \gamma_0 \vartheta(t,\ a_{02},\ \tau_{02}) + n(t), \quad (3)$$

где $a_{01},\ \varphi_{01},\ \omega_{01},\ \tau_{01},\ a_{02},\ \tau_{02}$ – истинные значения известных параметров полезного и мешающих сигналов, γ_0 – дискретный параметр, принимающий значение $\gamma_0 = 0$ при отсутствии сигнала и помехи, и $\gamma_0 = 1$ – при их наличии. Будем считать, что длительность сигнала может принимать значения из априорного интервала $\tau_1 \in$

$[T_1, T_2]$, а истинное значение длительности полезного сигнала лежит посередине априорного интервала возможных значений $\tau_{01} = (T_1 + T_2)/2$.

Выполним синтез обнаружителя СШП КРС с неизвестными параметрами и не учитывающего возможного наличия помех (параметры мешающего сигнала неизвестны). Для его синтеза воспользуемся методом максимального правдоподобия (МП) [3]. При неизвестных параметрах полезного сигнала логарифм функционала отношения правдо-подобия (ЛФОП) имеет вид

$$L(a_1, \varphi_1, \tau_1) = \frac{2\gamma}{N_0}\int_0^{\tau_1} \xi(t) s(t, a_1, \varphi_1, \tau_1, \omega_1)\, dt - \\ -\frac{\gamma}{N_0}\int_0^{\tau_1} s^2(t, a_1, \varphi_1, \tau_1, \omega_1)\, dt. \tag{4}$$

Вместо неизвестных амплитуды и начальной фазы в выражении (4) будем использовать некоторые их ожидаемые значения a_1^* и φ_1^* соответственно, а вместо неизвестной длительности – её КП оценку. Тогда КП оценка $\widehat{\gamma}$ параметра γ_0, определяется как значение значение γ, при котором ЛФОП достигает абсолютного (наибольшего) максимума [4], то есть КП алгоритм обнаружения сигнала (оценки параметра γ) можно аналогично представить в виде

$$\widehat{\gamma} = \begin{cases} 1, L \geq h, \\ 0, L < h, \end{cases} \tag{5}$$

$$L = \sup_{\tau_1} L(\tau_1), L(\tau_1) = L(\gamma = 1,\ a_1 = a_1^*,\ \varphi_1 = \varphi_1^*, \tau_1).$$

Порог h в выражении (5) выбирается в соответствии с заданным критерием оптимальности [3]. Обнаружитель формирует случайную величину (4) и сравнивает её с порогом h, вынося решение о наличии или отсутствии сигнала.

Подставив в выражение (4) явный вид СШП КРС (1), перепишем ЛФОП в виде

$$L(\tau_1) = a_1^*(X(\tau_1)\cos\varphi_1^* + Y(\tau_1)\sin\varphi_1^*) - \\ -\frac{a_1^{*2}}{2}[Q(\tau_1) + P_c(\tau_1)\cos 2\varphi_1^* + P_s(\tau_1)\sin 2\varphi_1^*], \tag{6}$$

где

$$X(\tau_1) = \frac{2}{N_0}\int_0^{\tau_1} \xi(t)\, f_1(t)\cos\omega_{01}\, t\, dt,$$

$$Y(\tau_1) = \frac{2}{N_0}\int_0^{\tau_1} \xi(t)\, f_1(t)\sin\omega_{01}\, t\, dt,\ \ Q(\tau_1) = \frac{1}{N_0}\int_0^{\tau_1} f_1^2(t)\, dt, \tag{7}$$

$$P_c(\tau_1) = \frac{1}{N_0}\int_0^{\tau_1} f_1^2(t)\cos 2\omega_{01}\, t\, dt,\ \ P_s(\tau_1) = \frac{1}{N_0}\int_0^{\tau_1} f_1^2(t)\sin 2\omega_{01}\, t\, dt.$$

Выполним анализ КП алгоритма обнаружения (5), т.е. найдём вероятности ошибок 1-го и 2-го рода. Очевидно, что априорное незнание амплитуды и начальной фазы оказывает влияние на эффективность обнаружения. Для количественного определения этого влияния введём в рассмотрение величины, которые характеризуют расстройку КП обнаружителя по амплитуде $\Delta a_1 = a_1^* / a_{01}$, и начальной фазе $\Delta\varphi_1 = \varphi_1^* - \varphi_{01}$.

Для оценки эффективности синтезированного алгоритма обнаружения необходимо найти плотность вероятности случайной величины (СВ) $L(\tau_1)$ (6). Она является линейным преобразованием СВ $X(\tau_1)$ и $Y(\tau_1)$. По определению (7) СВ $X(\tau_1)$ и $Y(\tau_1)$ являются гауссовскими и полностью статистически описываются первыми двумя моментами. Выполняя усреднение при наличии и отсутствии сигнала в принятой реализации, находим их статистические характеристики. Поскольку приемник не учитывает возможного наличия мешающего сигнала, вероятность ложной тревоги определяется аналогично [2].

Найдём приближённое выражение для условной вероятности пропуска сигнала, справедливое при достаточно больших отношениях сигнал шум (ОСШ), которое определяется выражением $z^2 = 2a_{01}^2 T_2 / N_0$ на выходе приемника МП для СШП КРС с амплитудой a_{01} и длительностью T_2, и прямоугольной модулирующей функцией.

Как известно [3], при увеличении ОСШ положение максимума ЛФОП (6) сходится в среднеквадратическом к положению максимума его математического ожидания $\tau_s = argsup S_1(\tau_1)$. Поэтому исследуем решающую статистику $L(\tau_1)$ в окрестности τ_s. Ограничимся далее рассмотрением таких сочетаний ожидаемых и истинных значений амплитуды и начальной фазы, при которых положение максимума математического ожидания, совпадает с истинным значением неизвестной длительности, так что $\tau_s = \tau_{01}$. Для получения асимптотических выражений для математического ожидания и корреляционной функции при наличии сигнала разложим функции в ряды Тейлора по τ_1 в окрестности τ_{01}, ограничиваясь членами первого порядка малости

$$S_1(\tau_1) \approx \frac{\lambda_1}{2} + \frac{(\tau_1 - \tau_{01})}{2T_2}\begin{cases} \psi_1, \tau_1 \le \tau_{01}, \\ -\psi_2, \tau_1 > \tau_{01}, \end{cases}$$
$$K_1(\tau_1, \tau_2) \approx \lambda_1 + \frac{\psi_2}{T_2} min(\tau_1 - \tau_{01}, \tau_2 - \tau_{01}), \qquad (8)$$

где $\lambda_1 = S_1(\tau_{01}), \psi_1 = a_{01}^2 \Delta a_1 \frac{\partial}{\partial \tau_{01}}[M + M_1] - \psi_2,$

$$\psi_2 = \frac{a_{01}^2 \Delta a_1^2}{2} \frac{\partial}{\partial \tau_{01}}[Q(\tau_1) + P_c(\tau_1) cos(2\varphi_{01} + 2\Delta\varphi_1) + P_s(\tau_1) sin(2\varphi_{01} + 2\Delta\varphi_1)],$$

$$M = \frac{1}{a_{01}}(V_c(min(\tau_1, \tau_{02}))\, cos(\varphi_{01} + \Delta\varphi_1) + V_s(min(\tau_1, \tau_{02}))\, sin(2\varphi_{01} + \Delta\varphi_1)),$$

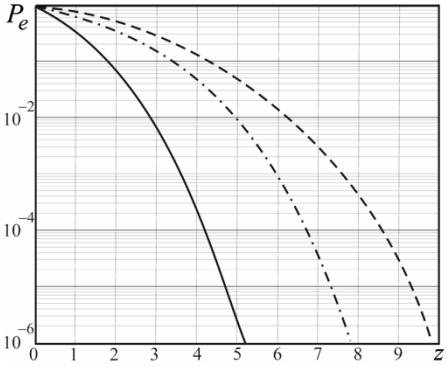
$$M_1 = Q_m cos(2\Delta\varphi_1) + P_{cm} cos(2\varphi_{01} + \Delta\varphi_1) + P_{sm} sin(2\varphi_{01} + \Delta\varphi_1),$$

$$Q_m = Q(min(\tau_1, \tau_{01})), P_{cm} = P_c(min(\tau_1, \tau_{01})), P_{sm} = P_s(min(\tau_1, \tau_{01})),$$

$$V_c(min(\tau_1, \tau_{02})) = X(min(\tau_1, \tau_{02})), V_s(min(\tau_1, \tau_{02})) = Y(min(\tau_1, \tau_{02})).$$

Общий вид выражения для вероятности пропуска сигнала определяется аналогично [2], но отличается входящими в него выражениями (8).

На рисунке показана зависимость средней вероятности ошибки, определяемой как полусумма вероятностей ложной тревоги и пропуска сигнала, P_e от ОСШ при воздействии СКИ с различной энергией: сплошная кривая соответствует функционированию обнаружителя СШП КРС без воздействия помех, штрихпунктирная – энергия СКИ в 2 раза выше энергии полезного сигнала, штриховая – энергия СКИ в 4 раза выше энергии полезного сигнала.



Рисунок

Из рисунка видно, что наличие в принимаемой реализации СКИ приводит к существенному увеличению средней вероятности ошибки. При этом, наличие в эфире СКИ-помехи (электромагнитного импульса) большой мощности может привести к функциональному поражению приёмного оборудования. В зависимости от величины пиковой напряжённости электрического поля это может приводить к кратковременным сбоям с восстановлением работоспособности после прекращения воздействия или разрушению оборудования с необходимостью его ремонта или замены [5].

Работа выполнена в рамках гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект МК-767.2021.1.6).

[1] Корчагин Ю.Э., Титов К.Д., Макаров А.А., Завалишина О.Н., Гундырина А.С. // В кн.: Тр. 63-й Всероссийской научной конференции. – Москва: Изд-во МФТИ, 2020. С. 159.

[2] Корчагин Ю.Э., Титов К.Д. Синтез и анализ алгоритмов обработки сверхширокополосных квазирадиосигналов. – Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2019, 127 с.

[3] Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. – Москва: Радио и связь, 1983, 320 с.

[4] Куликов Е.И., Трифонов А.П. Оценка параметров сигналов на фоне помех. – Москва: Советское радио, 1978, 296 с.

[5] Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И. Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. – Новосибирск: Наука, 2015, 474 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОВ ОЦЕНИВАНИЯ ОБЩЕЙ ФАЗОВОЙ ОШИБКИ ДЛЯ КОМПЕНСАЦИИ ФАЗОВЫХ ШУМОВ В СИСТЕМАХ СВЯЗИ 5G NR

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 методов оценивания общей фазовой ошибки для радиосигналов CP-OFDM с частотным интервалом между поднесущими 960 кГц для адаптации 5G NR к диапазону 52.6—71 ГГц.

Влияние фазового шума на радиосигналы CP-OFDM проявляется в двух эффектах. Во-первых, появление фазового набега между символами CP-OFDM, общего для всех поднесущих частот в символе, но различного для одних и тех же поднесущих от символа к символу (общая фазовая ошибка). Во-вторых, возникновение взаимных помех между сигналами, передающимися на соседних поднесущих частотах в символах CP-OFDM (потеря ортогональности между сигналами на поденсущих частотах).

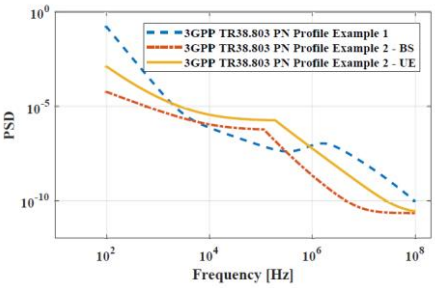


Рис. 1

Для учёта влияния фазового шума на помехоустойчивость радиосигналов CP-OFDM в рамках данного исследования использовались реалистичные модели фазовых шумов передатчика базовой станции (БС) и приёмника абонентского оборудования, одобренные 3GPP [3], спектральные плотности мощности которых приведены на рис. 1 (см. Example 2). Из рис. 1 видно, что, благодаря достаточно большому выбранному частотному интервалу между поднесущими (960 кГц), влиянием второго факто-

ра, а именно взаимными помехами между сигналами, передающимися на соседних поднесущих частотах, можно пренебречь. Действительно, как видно на рис. 1, мощность помехового сигнала падает более чем на пять порядков для значения отстройки по частоте около 10^6 Гц, что сравнимо с частотными интервалом 960 кГц между поднесущими.

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. 2.

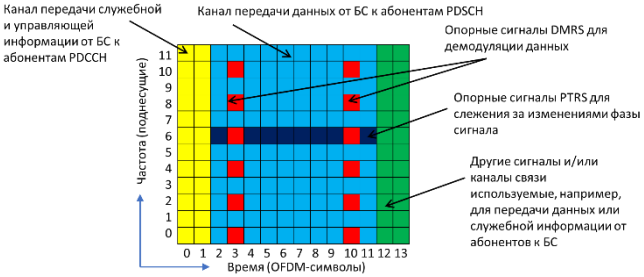


Рис. 2

Обычно несколько символов CP-OFDM в начале слота (два на рис. 2) резервируются под канал передачи служебной и управляющей информации Physical Downlink Control Channel (PDCCH) от БС к абонентам. Несколько символов в конце слота резервируются под передачу данных или служебной информации от абонентов к БС (на рис. 2 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. 2 показаны два типа опорных сигналов: опорный сигнал Demodulation Reference Signal (DMRS) и опорный сигнал Phase Tracking Reference Signal (PTRS). Традиционно, 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 декодировании 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).

В данной работе рассматривалось два метода оценивания общей фазовой ошибки: дифференциальный метод и метод предварительного устранения канальных искажений на ресурсных элементах PTRS. Для объяснения механизмов работы обоих методов обратимся к модели сигнала, принятого на ресурсных элементах PTRS:

$$r_{k,l} = h_{k,l} \cdot e^{j\varphi_l} \cdot p_{k,l} + n_{k,l}. \quad (1)$$

Здесь k, l – индекс поднесущей частоты и символа CP-OFDM, соответственно, для ресурсного элемента сигнала PTRS, $p_{k,l}$ соответствует символу сигнального созвездия, модулирующему колебание на -ой поднесущей частоте сигнала PTRS в l-ом символе CP-OFDM (обычно для этого используется квадратурная фазовая манипуляция), $h_{k,l}$ соответствует канальному коэффициенту в частотной области, $n_{k,l}$ – шумовой член, $e^{j\varphi_l}$ соответствует коэффициенту, обусловленному влиянием общей фазовой ошибки на поднесущие l-ого символа CP-OFDM, $r_{k,l}$ соответствует принятому сигналу PTRS. Аналогичным образом можно записать сигнал PTRS, принятый в следующем $(l+1)$-ом символе CP-OFDM:

$$r_{k,l+1} = h_{k,l+1} \cdot e^{j\varphi_{l+1}} \cdot p_{k,l+1} + n_{k,l+1}. \quad (2)$$

Далее, операцию демодуляцию принятого сигнала PTRS математически можно описать как произведение принятого сигнала на комплексно-сопряжённый посланный сигнал: $\left(r_{k,l} \cdot p_{k,l}^*\right)$ и рассмотреть корреляцию демодулированных сигналов двух последовательных CP-OFDM символов, лежащую в основе дифференциального метода:

$$\begin{aligned} \frac{1}{K}\sum_{k=1}^{K}\left(r_{k,l+1} \cdot p_{k,l+1}^*\right)\left(r_{k,l} \cdot p_{k,l}^*\right)^* &= e^{j(\varphi_{l+1}-\varphi_l)} \cdot \frac{1}{K}\sum_k h_{k,l+1}h_{k,l}^* \\ &= e^{j\Delta\varphi_l} \cdot \frac{1}{K}\sum_k h_{k,l+1}h_{k,l}^*. \end{aligned} \quad (3)$$

В выражении (3) K соответствует общему числу поднесущих частот, отведённых под передачу сигналов PTRS. Также в (3) использовалось соотношение $p_{k,l}p_{k,l}^* = p_{k,l+1}p_{k,l+1}^* = 1$. Для простоты, в (3) и далее члены, связанные с аддитивными шумами не показаны. Таким образом, из (3) следует, что если канальные коэффициенты на поднесущих частотах сигнала PTRS в последовательных символах CP-OFDM не сильно отличаются, что справедливо для стационарных абонентских устройств, то можно использовать следующую оценку для *относительной* общей фазовой ошибки:

$$\widehat{e^{j\Delta\varphi_l}} = \frac{\frac{1}{K}\sum_k\left(r_{k,l+1} \cdot p_{k,l+1}^*\right)\left(r_{k,l} \cdot p_{k,l}^*\right)^*}{\left|\frac{1}{K}\sum_k\left(r_{k,l+1} \cdot p_{k,l+1}^*\right)\left(r_{k,l} \cdot p_{k,l}^*\right)^*\right|} = e^{j\Delta\varphi_l} \cdot \frac{\frac{1}{K}\sum_k h_{k,l+1}h_{k,l}^*}{\left|\frac{1}{K}\sum_k h_{k,l+1}h_{k,l}^*\right|}. \quad (4)$$

Далее, полученную оценку относительной общей фазовой ошибки можно использовать для оценивания общей фазовой ошибки для каждого символа CP-OFDM слота NR, выбрав в качестве опорного, например, первый символ CP-OFDM в слоте, в котором передаются сигналы DMRS. Преимуществом дифференциального метода является его простота, так как для стационарных и мало мобильных абонентских устройств данный метод не требует знания канальных коэффициентов $h_{k,l}$ на ресурсных элементах сигналов PTRS. Недостатком метода можно назвать потенциальное накопление ошибки оценивания от одного символа CP-OFDM к другому.

Метод предварительного устранения канальных искажений на ресурсных элементах PTRS призван устранить недостатки дифференциального метода. Как следует из названия, данный метод опирается на знание канальных коэффициентов в частотной области на ресурсных элементах PTRS, полученных с помощью других опорных сигналов, а именно DMRS. В этом случае выражение для оценки члена, обусловленного общей фазовой ошибкой, можно записать следующим образом:

$$\widehat{e^{j\varphi_l}} = \frac{1}{K}\sum_k \frac{r_{k,l}\cdot p^*_{k,l}}{\widehat{h_{k,l}}} = e^{j\varphi_l}\cdot\frac{1}{K}\sum_k \frac{h_{k,l}}{\widehat{h_{k,l}}}. \quad (5)$$

Здесь $\widehat{h_{k,l}}$ соответствует оценке канальных коэффициентов на ресурсных элементах опорных сигналов PTRS, полученнаой с помощью опорных сигналов DMRS.

Для сравнения двух методов оценивания общей фазовой ошибки и её последующей компенсации в рамках данного исследования было проведено численное моделирование работы физического уровня системы связи 5G NR для частотного интервала между поднесущими $\Delta f = 960$ кГц. При этом была использована модель беспроводного канала связи TDL (Tapped Delay Line): TDL-A с параметром среднеквадратической задержки распространения сигнала DS=5 нс [4]. Модель TDL-A DS=5 нс представляет собой типичный канал без прямой видимости, NLoS (Non-Line of Sight), между передатчиком и приёмником (частотно-селективный канал).

Результаты моделирования представлены на рис. 3 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). Для передачи радиосигналов использовались две передающие антенны, а для их приёма использовались две приёмные антенны. Таким образом, была реализована схема пространственной обработки сигналов 2x2 MIMO (Multiple-Input Multiple-Output) с двумя пространственными потоками данных, передающимися одновременно (rank-2). При этом, для модуляции данных в каждом пространственном потоке использовалась квадратурная амплитудная модуляция 64-КАМ.

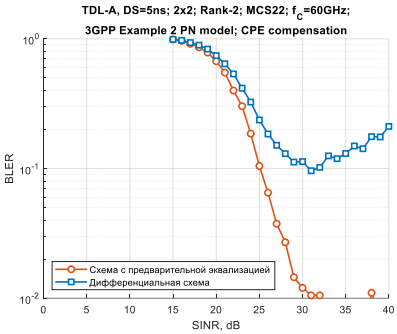


Рис. 3

На приёмной стороне применялся практический алгоритм оценивания частотной характеристики канала связи с использованием опорных сигналов DMRS. Видно, что для частотно-селективного канала связи использование метода оценивания общей фазовой ошибки с предварительным устранением канальных искажений позволяет достичь целевого значения уровня блоковой (пакетной) ошибки BLER=10% в то время, как дифференциальный метод – практически нет. Однако, ожидается, что диффе-

ренциальный метод сможет достичь уровня блоковой ошибки BLER=10%, но для единственного пространственного потока данных, или для схемы модуляции с меньшей информационной ёмкостью (а, значит, более помехоустойчивой модуляции).

На основе полученных результатов можно сказать, что метод оценивания общей фазовой ошибки с предварительным устранением канальных искажений на ресурсных элементах PTRS с последующей её компенсацией способствует уменьшению вероятности пакетной ошибки по сравнению с дифференциальным методом особенно для схем модуляции высокого порядка (таких, как 64-QAM) и для передачи нескольких потоков данных одновременно на одинаковых поднесущих частотах.

[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.

ПРАКТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ГИБРИДНОМУ ФОРМИРОВАНИЮ ЛУЧА В СОВРЕМЕННЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ 5G

В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Использование многоэлементных антенных решеток на базовых станциях и точках доступа (ТД) систем мобильной связи приводит к значительному улучшению их характеристик. Системы беспроводной связи с большим количеством антенных элементов на ТД в зарубежной литературе называют «massive MIMO» системами [1].

Реализация massive MIMO систем требует использование адаптивных антенных решеток с отдельной радиочастотной частью (РЧЧ), АЦП и ЦАП (Аналого-Цифровой Преобразователь и Цифро-аналоговый Преобразователь) на каждом антенном элементе. Гибридное формирования луча (ГФЛ) позволяет использовать адаптивную антенную решетку с меньшим количеством РЧЧ, АЦП и ЦАП благодаря использованию аналоговых фазовращателей для формирования диаграммы направленности (ДН).

В данной работе был проведен анализ эффективности ГФЛ для различных конфигураций антенной решетки с помощью компьютерного моделирования.

Описание системы связи

Рассмотрим OFDM (Orthogonal Frequency-Division Multiplexing) систему мобильной связи, состоящую из одной ТД с антенной решеткой, имеющей N_{TX} элементов и N_{RF} РЧЧ, и достаточно большого числа J пользовательских станций (STA), оборудованных одной антенной, равномерно распределенных в 120-градусном круговом секторе с максимальным расстоянием 75 м от ТД.

Вектор сигналов, получаемый K пользователями на l-ой поднесущей, $l = 0,\ldots L\text{-}1$, может быть записан в следующем виде:

$$\mathbf{y}(l)=\mathbf{H}(l)\cdot\mathbf{V}(l)\,\mathbf{s}(l)+\boldsymbol{\eta}(l), \qquad (1)$$

где $\mathbf{H}(l)$ – $K \times N_{TX}$ матрица канала, $\mathbf{V}$ – $N_{TX} \times$ K матрица весов антенной решётки, $\mathbf{s}$ – $K \times 1$ вектор передаваемого сигнала, $\boldsymbol{\eta}$ – $K \times 1$ вектор гауссовского собственных шумов приемников STA, $K \in \{1,\ldots,K_{max}\}$.

В данной работе было рассмотрено три различных типа антенных решеток. Первый тип FDA (Fully Digital Array) предполагает реализацию формирования ДН в цифровой части с использованием РЧЧ на каждом антенном элементе. Для данной антенной решетки матрица весов может быть оптимизирована для каждой поднесущей отдельно без дополнительных ограничений кроме ограничения мощности.

Второй тип антенных решеток FCPA (Fully Connected Phased Array) [2] предполагает ГФЛ в аналоговой и цифровой части с использованием фазовращателей. Для данной антенны каждая РЧЧ подключена к каждому антенному элементу через фазовращатель, таким образом техническая реализация таких антенн является затруднительной, так как требует большое количество соединений и большое количество фазовращателей ($N_{RF}\cdot N_{TX}$). Матрица весов антенной решетки для FCPA может быть представлена как произведение двух матриц $\mathbf{V}(l) = \mathbf{A}\cdot\mathbf{D}(l)$, где $\mathbf{A}$ – $N_{TX} \times N_{RF}$ матрица

весов в аналоговой части, $\mathbf{D}(l)$ – $N_{RF} \times K$ матрица весов в цифровой части. Элементы матрицы $\mathbf{A}$ имеют единичную амплитуду и адаптивную фазу, контролируемую фазовращателями.

Другой тип антенны, требующий меньшее количество фазовращателей – MAA (Modular Antenna Array). Для данной антенной архитектуры одна РЧЧ подключается к N_{SUB} антенным элементам через фазовращатели, один антенный элемент подключен к одной РЧЧ. Таким образом, для MAA требуется N_{TX} фазовращателей. Матрица весов антенной решетки для MAA также может быть представлена как произведение двух матриц $\mathbf{V}(l) = \mathbf{A}\cdot\mathbf{D}(l)$, где матрица $\mathbf{A}$ имеет элементы единичной амплитуды и дополнительное ограничение на структуру: в данном случая матрица $\mathbf{A}$ является блок-диагональной с векторами $\mathbf{a}^{(n)}$ ($N_{SUB} \times 1$) на диагонали, $n = 1,2,\ldots,N_{RF}$. Различные типы антенных решеток, включая FDA, FCPA и MAA, схематически представлены на рис. 1

Для выбора K пользователей для одновременной передачи из J активных пользователей был использован жадный алгоритм поиска, в котором для выбора группы пользователей используется сумма PFM (Proportional Fair Metrics), где PFM – отношение моментальной скорости передачи данных к средней скорости передачи данных для пользователя. Стоит отметить, что для каждой рассмотренной группы пользователей производилось операция оптимизации матрицы весов, описанная ниже, учитывались квантованные значения MCS (Modulation and coding scheme). В работе предполагалось, что каналы для всех STA известны на ТД, также известны значения ОСШ (Отношение Сигнал-Шум) $\gamma_k(l)$ в предположении передачи одному пользователю с весовым вектором $\mathbf{w}_k(l)$ для всех пользователей $k = 1,2,\ldots,J$.

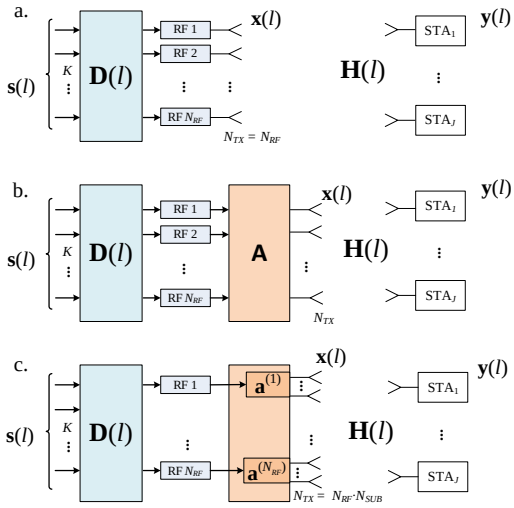


Рис. 1

Для FDA $\mathbf{w}_k(l)$ является вектором сингулярного разложения матрицы канала $\mathbf{h}_k(l)$. Для оптимизации матрицы $\mathbf{V}(l)$ использовался метод R-ZF (Regularized Zero-Forcing):

$$\mathbf{v}_k(l) = \left(\mathbf{W}\cdot\mathbf{W}^{\mathrm{H}} + \mathbf{I}_{N_{TX}}\right)^{-1}\cdot\mathbf{w}_{S_k}(l), \qquad (2)$$

где $\mathbf{W}$ – $N_{TX} \times K$ матрица (3), $\mathbf{I}_N$ – $N \times N$ единичная матрица, S_k – выбранный пользователь номер k, $k = 0,1,\ldots,K–1$.

$$\mathbf{W} = \left(\sqrt{\gamma_{S_1}(l)}\cdot\mathbf{w}_{S_1}(l) \quad \ldots \quad \sqrt{\gamma_{S_K}(l)}\cdot\mathbf{w}_{S_K}(l)\right). \qquad (3)$$

Для того что бы получить MCS для станции S_k, используются значения ОСШ $\alpha_k(l)$. Оценка $\alpha_k(l)$ на ТД производится на основе ОСШ $\gamma_k(l)$, учитывая два фактора. Первый фактор – изменения мощности на приемнике пользователя S_k в результате изменения весовой матрицы (4).

$$\beta_k = \gamma_{S_k} \cdot \left| \frac{\mathbf{v}_k^{\mathrm{H}} \cdot \mathbf{w}_{S_k}}{\|\mathbf{v}_k\| \cdot \|\mathbf{w}_{S_k}\|} \right|^2. \quad (4)$$

Второй фактор – взаимные помехи между сигналами различных пользователей (5).

$$\alpha_{S_k} = \beta_k / \left(1 + \gamma_{S_k} \cdot \sum_{i=0, i\neq k}^{K-1} \left| \frac{\mathbf{v}_i^H \cdot \mathbf{w}_{S_k}}{\|\mathbf{v}_i\| \cdot \|\mathbf{w}_{S_k}\|} \right|^2 \right). \quad (5)$$

Для MAA весовой вектор $\mathbf{w}_k(l) = \mathbf{Q}_k \cdot \mathbf{p}_k(l)$ представлен как произведение двух матриц, где $\mathbf{Q}_k$ ($N_{TX} \times K$) имеет блок-диагональную структуру с векторами $\mathbf{q}_k^{(n)}$ ($N_{SUB} \times 1$) на диагонали, $n = 1,2,\ldots,N_{RF}$ – индекс РЧЧ. Вектор $\mathbf{q}_k^{(n)}$ – собственный вектор матрицы (6). Вектор $\mathbf{p}_k(l)$ является собственный вектором матрицы $\mathbf{h}_k(l) \cdot \mathbf{Q}_k$.

$$\mathbf{R}_k^{(n)} = \sum_{l=0}^{L-1} \left\{ \left(\mathbf{h}_k^{(n)}(l) \right)^{\mathrm{H}} \cdot \mathbf{h}_k^{(n)}(l) \right\}. \quad (6)$$

Для передачи K пользователям $\boldsymbol{S} = \{S_0, S_1, \ldots, S_K\text{-}1\}$ аналоговая часть весов антенной решетки выставляется в соответствии с выражением (7). Для оптимизации весов цифровой части используется R-ZF метод (2, 3) как и для FDA антенны, где вектор $\mathbf{v}_k(l)$ заменяется на вектор $\mathbf{d}_k(l)$, вектор $\mathbf{w}_k(l)$ заменяется на вектор $\mathbf{p}_k(l)$. Также выражения (4, 5) используются для оценки ОСШ $\alpha_k(l)$.

$$\mathbf{a}^{(n)} = \mathbf{q}_{S_m}^{(n)}, m = \left\lfloor \frac{(n-1) \cdot K}{N_{RF}} \right\rfloor. \quad (7)$$

Результаты моделирования

Антенные решетки, выбранные для моделирования с соответствующими обозначениями, представлены на рис. 2. Результаты моделирования системы связи (средняя спектральная эффективность ТД) представлены на рис. 3 для AWGN канала с одним прямым лучом, для 3GPP UMa LOS и NLOS каналов [3] с $K_{max} = 4$. Также на рис. 3 представлен относительный выигрыш в процентах относительно FDA 4×1 для каждого канала.

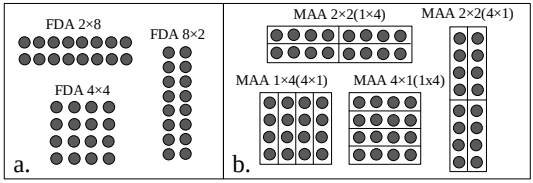


Рис. 2

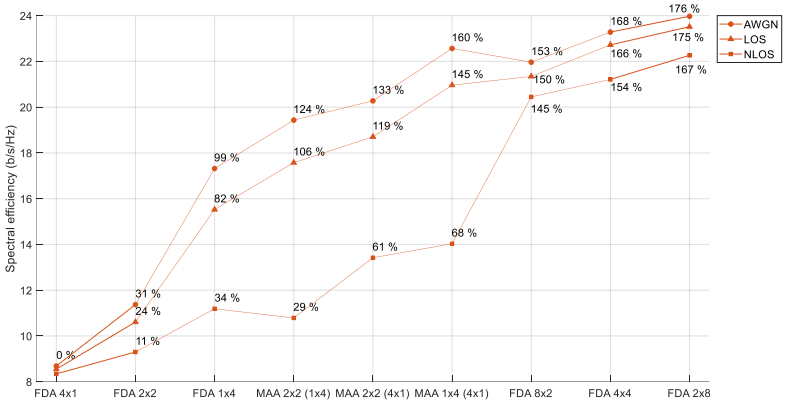


Рис. 3

Из результатов моделирования можно видеть, что FDA 2×8 имеет наибольшую спектральную эффективность, MAA 1×4 (4×1) имеет наибольшую спектральную эффективность среди модульных антенн. Также MAA имеет проигрыш спектральной эффективности 1.4 б/с/Гц для AWGN канала, 2.5 б/с/Гц для LOS канала и 8.2 б/с/Гц для NLOS канала по сравнению с FDA с 16 элементами. В то же время MAA имеет выигрыш спектральной эффективности 5.3 б/с/Гц для AWGN канала, 5.5 б/с/Гц для LOS канала и 2.1 б/с/Гц для NLOS канала по сравнению с FDA с 4 элементами.

Выводы

В данной работе был проведен анализ эффективности ГФЛ для различных конфигураций антенной решетки с помощью компьютерного моделирования. Из результатов моделирования можно сделать вывод, что значение спектральной эффективности для MAA близко к FDA с 16 элементами для каналов с прямой видимостью, также использование MAA повышает спектральную эффективность по сравнению с FDA с 4 элементами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-37-90101.

[1] E. Larsson et al. Massive MIMO for Next Generation Wireless Systems. // IEEE Commun. Mag. Feb. 2014. Vol. 52, no. 2. P. 186.

[2] F. Sohrabi and W. Yu. Hybrid Digital and Analog Beamforming Design for Large-Scale Antenna. // IEEE Journal of Selected Topics in Signal Processing, April 2016. Vol. 10, no. 3. P. 501.

[3] 3GPP TR 36.873 Ver. 12.7.0 Release 12. Tech. Report – Sofia Antipolis: ETSI, 2017. 47 p.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 21 мая 2021 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «АКУСТИКА»

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОСАДОЧНОЙ ТОЛЩИ

Ю.М. Заславский[1)], В.Ю. Заславский[1, 2)]

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

Введение

В последнее время повышен интерес к проблемам мониторинга грунта на территориях мегаполисов с их разветвленной транспортной инфраструктурой [1-3]. Обсуждаются темы прецизионного позиционирования и картирования объектов метрополитена, обеспечения маркшейдерских работ при прокладке тоннелей и коммуникационных сетей, а также дистанционной (удаленной) диагностики аномалий естественной карстовой природы: каверн, промоин, провалов, брекчий и т.д. Заметную роль в качестве инструмента при экспериментальных наблюдениях стали играть радиолокационные устройства – георадары. Их все чаще применяют для «визуализации» (окаймления) границ неоднородных включений в грунте. Однако часто во вмещающей среде в обследуемой окрестности предполагаемой неоднородности отсутствует достаточное скопление или сосредоточение металлоконструкций (являющихся материалом, сильно отражающим и рассеивающим СВЧ электромагнитным излучением). В этих случаях целесообразно использовать методы сейсмической томографии, которые активно и регулярно внедряются в инженерную сейсморазведку. Важную роль приобретают вибрационные источники, а также весь инструментальный комплекс возбуждения и регистрации сейсмоакустических колебаний, распространяющихся в осадочной толще.

Метод отраженных волн

Общая схема зондирования с возможностью использования как продольных, так и поперечных волн включает в себя линейную решетку сейсмических приемников (апертура длиной L) и «привязанный» к ее центру сейсмический излучатель, в качестве которого можно применить: 1 – вибрационный источник колебательного вертикального силового воздействия (в расчете на последующий прием продольных волн), 2 – источник в виде осциллирующего скручивающего момента силы (в расчете на излучение и последующую регистрацию поперечных *SH*-волн). Отраженные назад к поверхности отклики (рассеянные эхо-сигналы), регистрируемые приемниками, могут быть представлены на сейсмограммах в виде функции двух аргументов: времени задержки сигнала и координаты центра решетки, сканируемой (перемещаемой вместе с источником) вдоль линии апертуры над эпицентром неоднородности, либо координаты каждого приемника в антенне. По данным регистрации возможно построение поверхностного рельефа над указанной плоскостью, вид которого позволит выявить диагностические (информативные) признаки, указывающие на присутствие локальной неоднородности. Эти признаки будут способствовать определению поперечных и вертикальных габаритов, а также глубины залегания неоднородности.

Отметим, что поперечные *SH*-волны горизонтальной поляризации в меньшей степени, чем *SV*-волны вертикальной поляризации, подвержены процессам волнового обмена (трансформации) при распространении поперек границ в мелкослоистой грун-

товой толще. В этой связи именно данный тип волн рассматривается далее в качестве зондирующих вслед за продольными.

Результаты математического моделирования зондирования с использованием продольных волн

Обратимся к результатам моделирования, полученным при использовании импульсов продольных волн (см. [4]), которые иллюстрируются ниже на графиках.

На рис. 1 а, б изображены двумерные рельефы, демонстрирующие амплитуду суммарного отклика с выхода приемной антенны в виде функции переменных: время задержки – координата центра приемной решетки. Расчетные соотношения опущены, ввиду экономии места, поэтому укажем, что присутствие неоднородности описывается коэффициентом отражения, который входит сомножителем в амплитуду откликов на каждом приемнике решетки. Помимо внешнего масштаба, соответствующего гауссовой огибающей в коэффициенте отражения $e^{-x^2/4R^2}$, присутствует внутренний масштаб, причем на рис. 1 а профиль неоднородности описывается функцией $\cos^2(\pi x/r)$, а на рис. 1 б – $\sin^2(\pi x/r)$, где r – внутренний масштаб неоднородности, x– координата вдоль линии перемещения апертуры. Видно, что рельефы в первом и во втором случаях характеризуются различным количеством центральных пиков (один или два), что указывает на возможность идентификации формы профиля неоднородности при различных вариантах исходных моделей.

(а) (б)

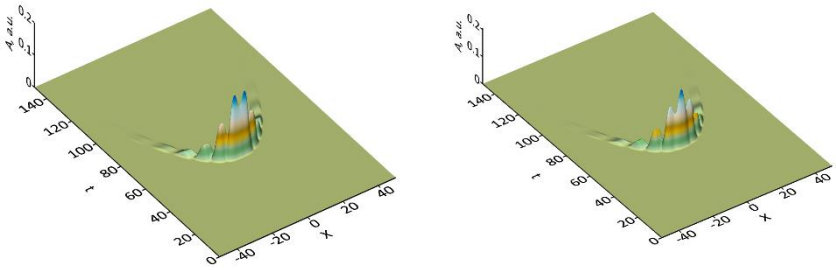


Рис. 1

На рис. 2 а, б изображены амплитудные рельефы, соответствующие эхо-сигналам, отраженным неоднородностями с идентичным профилем, но залегающими на различной глубине $h_1 = 2.25$ и $h_2 = 9.75$ (нормировка на масштаб апертуры). На первом из рисунков ~ $\sin^2(\pi x/r)$ на большей глубине остается видимой только острая вершина центрального пика (клотика). Таким образом демонстрируется потеря разрешения, требуемого для идентификации профиля по поперечной координате, с увеличением глубины залегания.

(а) (б)

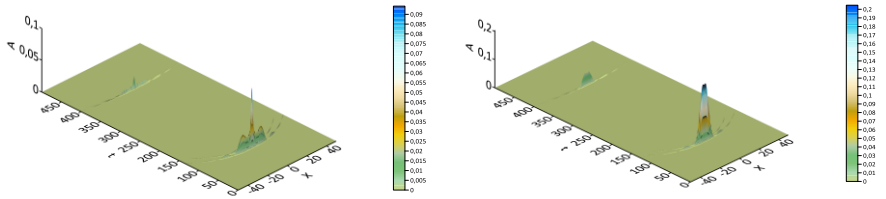


Рис. 2

Результаты математического моделирования зондирования с использованием поперечных волн горизонтальной поляризации

Далее обратимся к аналогичному представлению амплитуды откликов – импульсов *SH*-волны горизонтальной поляризации, отраженных от неоднородности, в виде рельефа на плоскости двух переменных. Интересно рассмотреть данные, откладывая по горизонтальной оси – координату вдоль сечения в области неоднородности (параллельно апертуре антенны), а вдоль вертикальной – время задержки сигнала на каждом датчике в антенне. На рис. 3 а, б, в представлены рельефы для неоднородностей с поперечными сечениями $\sigma_1 = 5$, а на рис. 4 а, б, в – при $\sigma_2 = 25$, залегающих на глубине $H_1 = 3$, $H_2 = 5$, $H_3 = 10$ (значение глубины H нормировано на мощность слоя h).

(а) (б) (в)

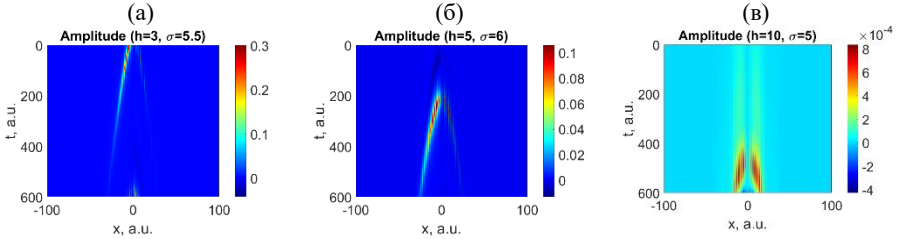


Рис. 3

(а) (б) (в)

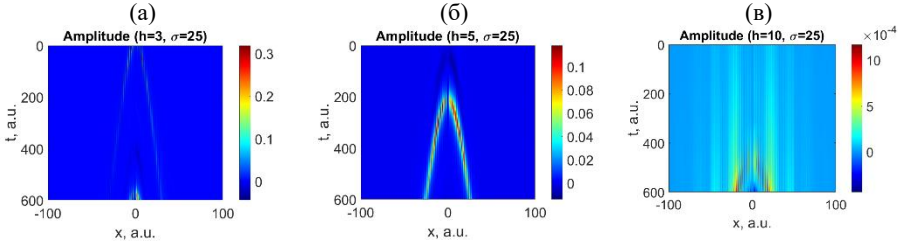


Рис. 4

Нетрудно видеть, что по мере роста параметра H на оси времени t имеет место сдвиг точки схождения симметрично расположенных крыльев контура рельефа, на которых приходится максимум амплитуды сигнала. Это соответствует возрастанию задержки во времени прихода эхо-сигнала, которое обусловлено увеличением глубины залегания неоднородности, отражающей волну.

Другим характерным признаком является полная «длительность» крыла Δt. Длительность крыла несет информацию о величине поперечного сечения неоднородности σ . Большая их длительность на рис. 4 а, б соответствует неоднородности с большими горизонтальными пространственными габаритами (поперечником $\sigma_2 = 25$), а меньшая – на рис. 3 а, б – неоднородности с меньшим значением поперечника ($\sigma_1 = 5$). Перечисленные особенности нетрудно видеть из сравнения рис. 3 и рис. 4.

Увеличение глубины залегания неоднородности сопровождается также падением резкости или контраста контура крыльев в рельефе, их «размывом», что требует отдельного рассмотрения в дальнейших исследованиях.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0018).

[1] Чернышев Г.С., Дучков А.А. Применение метода волновой томографии для обработки данных малоглубинной сейсморазведки // Интерэкспо ГЕО-Сибирь. 2017. Т. 2, № 4, С. 90.

[2] Шишкина М.А., Фокин И.В., Тихоцкий С.А. К вопросу о разрешающей способности межскважинной лучевой сейсмической томографии // Технологии сейсморазведки 2015. № 1, С. 5.

[3] Ромашов В.В. Из опыта комплексного применения сейсморазведки и георадиолокации при инженерно-геологических изысканиях на территории Москвы // Инженерные изыскания 2015. № 5-6, С. 44.

[4] Заславский Ю.М., Заславский В.Ю. Оценка пространственной разрешающей способности при акустических исследованиях грунтов. Вычислительная механика сплошных сред. 2020. Т. 13, № 1. С. 23.

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ПРОФИЛЯ АКУСТИЧЕСКИХ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ СТУПЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ

В.К. Бахтин[1, 2], С.Н. Гурбатов[1], П.Н. Вьюгин[1], М.С. Дерябин[1, 2], Д.А. Касьянов[2], В.В. Курин[1]

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

Введение

Одна из наиболее интересных областей исследований интенсивных нелинейных волн – это их взаимодействие с препятствиями, представляющими собой пространственные фильтры. При этом, ввиду широкополосности, интенсивных акустических волн возможны разнообразные, в том числе нетривиальные эффекты.

Подобных исследований сравнительно немного. Из теоретических исследований можно выделить работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [1], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [2,3], и некоторые другие. Для теоретического анализа, в общем случае, обычно используется описание на основе уравнений Хохлова – Заболотской – Кузнецова или Вестервельта, полученных для распространения интенсивных акустических пучков с узким угловым спектром [4-5]. При этом надо отметить, что данный подход сложно применить для описания распространения пучков при отсутствии цилиндрической симметрии.

Данная работа посвящена экспериментальному изучению и численному моделированию взаимодействия интенсивного акустического поля с препятствием в виде ступенчатой структуры. Рассматривается случай, когда на препятствие падает сильно нелинейная волна, у которой уже сформировался пилообразный профиль. Условия эксперимента подобраны таким образом, чтобы нелинейные взаимодействия продолжались в поле после отражения от препятствия.

Методика эксперимента

Эксперимент проводится в кювете, имеющей форму куба, заполненной очищенной дегазированной водой. Линейные размеры кюветы 1x1x1 м. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис 1.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3. Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм, имеющий полосу пропускания по частоте до 100 МГц. Для согласования гидрофона с осциллографом Tektronix DPO 4102B применяется предусилитель-согласователь Precision Acoustic DH01. Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A. Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде $\lambda = 0.74$ мм), амплитуда 200 В, длительность 4 мкс, период следования 50 мс. Для контроля амплитуды напряжения накачки сигнал с выхода усилителя через пробник с ослаблением 1 к 10 подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B.

Ступенчатое препятствие набирается из двух металлических мер длины, смещенных друг относительно друга. Размер одной меры длины: по оси x – 35 мм, по оси y – 18 мм. В настоящем эксперименте исследуется отражение ультразвукового пучка от ступенчатого препятствия, создающего разность хода между двумя частями отраженного пучка 0, λ/2, λ, где λ – длина волны накачки. Пьезокерамический преобразователь закреплен на высокоточном позиционере вблизи одной из стенок кюветы. Металлические пластины собраны в виде ступеньки и закреплены в специальном держателе, который позволяет менять угол, как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскости. Пластины расположены на расстоянии L = 55,2 см от излучателя. Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, имеющем ошибку позиционирования не более 6 мкм. Максимальное расстояние между пьезокерамическим преобразователем и мембранным гидрофоном, которого удается достичь при данном способе закрепления l_{max} = 54,7 см. Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси.

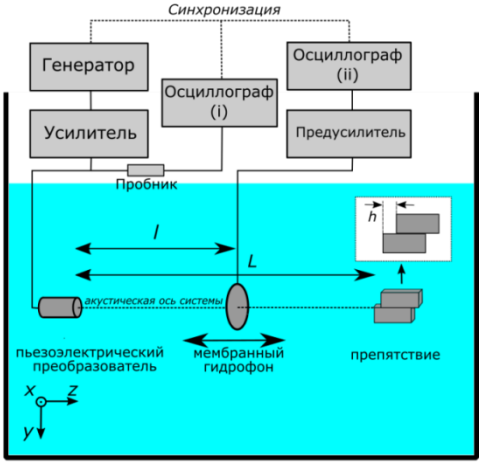


Рис. 1

Осциллограмма падающего сигнала на координате z, равной координате расположения препятствия z_{obs} приведена на рис. 2.

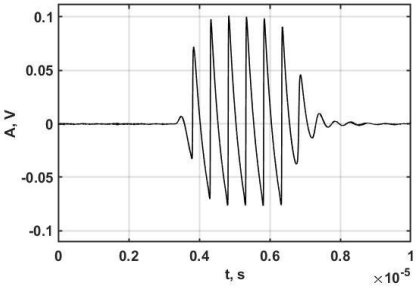


Рис. 2

Волна находится на стадии полностью сформированного пилообразного фронта и закон спадания амплитуд гармоник в спектре определяется известным соотношением: $A_n \sim 1/n$.

Основные результаты

Рассмотрим сначала случаи, когда препятствие либо не создает разности хода, либо разность хода между двумя частями отраженного пучка равна λ.

Осциллограммы отраженных сигналов на расстоянии 5,5 см от препятствия представлены на рис. 3. Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ, их сложение на акустической оси системы происходит таким образом, что результирующий сигнал

имеет одно дополнительное переколебание (красная линия) по сравнению со случаем отражения от плоского препятствия (черная линия).

Далее рассмотрим наиболее интересный случай, когда разность хода между двумя частями отраженного пучка составляет λ/2.

Осциллограмма отраженного сигнала приведена на рис. 4.

Из-за разности хода между двумя частями отраженного пучка, составляющей λ/2, их сложение на акустической оси происходит таким образом, что характерный период пилообразной волны в отраженном пучке уменьшается в два раза. Следует отметить, что по мере распространения отраженной волны форма ее профиля на акустической оси практически не меняется, что связано с продолжающимися нелинейными взаимодействиями в отраженном пучке.

На рис. 5 представлено поперечное (по оси y) распределение амплитуд первых 4 гармоник в отраженном поле (на расстояни 21 см от препятствия).

Наблюдается существенное подавление первой гармоники на акустической оси. Поперечное распределение первой гармоники имеет минимум на акустической оси системы и два ярко выраженных максимума, которые расположенны симметрично относительно акустической оси системы, под углом около 2.5° к ней, что в данной экспериментальной ситуации определяется соотношением апертуры падающего ультразвукового пучка и поперечного размера препятствия.

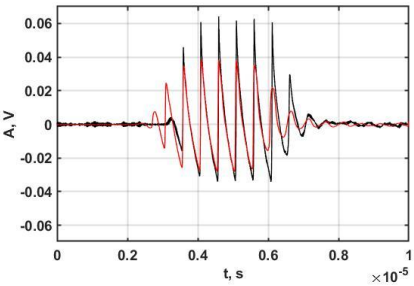


Рис. 3

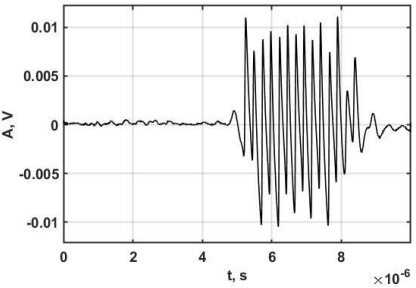


Рис. 4

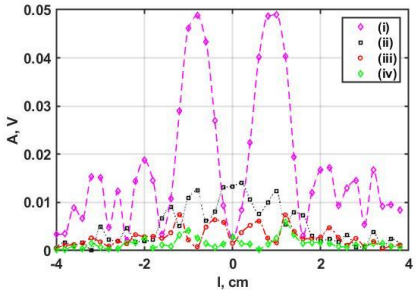


Рис. 5

Сравнение с результатами моделирования методом конечных элементов

Моделирование методом конечных элементов проводится в программном пакете COMSOL Multiphysics. При моделированнии используется уравнение Вестервельта, для оптимизации затрачиваемого времени при расчетах особое внимание уделяется рассмотрению сотношения амплитуд первых 10 гармоник на акустической оси

системы. Остальные параметры моделирования подбирались максимально приближенные к условиям эксперимента.

Основные результаты моделирования для случая разности хода между двумя частями отраженного пучка $\lambda/2$ приведены на Рис. 8 (спектр в линейном масштабе в верхней части рисунка и спектр в двойном логарифмическом масштабе в нижней). Черными ромбами обозначены четные гармоники, а синими квадратами – нечетные. Амплитуда и частота приведены в безразмерных величинах G/G_1 и f/f_1 где G_1 и f_1 амплитуда и частота первой гармоники соответственно.

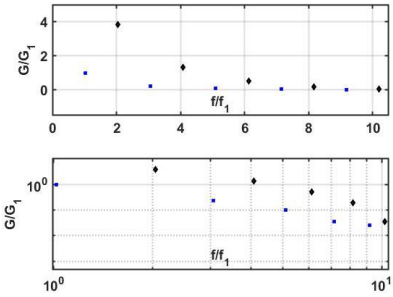


Рис. 6

Заключение

В настоящей работе рассмотрен способ пространственной фильтрации гармоник сложного нелинейного сигнала, имеющего пилообразную форму. Показано, что подбирая препятствия нужной формы, можно добиться определенных преобразований в отраженном пучке. В представленных экспериментах продемонстрирована возможность уменьшение периода пилообразной волны в отраженном сигнале вдвое, причем данная структура оказывается устойчивой при распространении отраженного сигнала вдоль акустической оси.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ проект № 19-12-00-256.

[1] Булат П.В., Волков К.Н. Численное моделирование дифракции ударной волны на прямом угле на неструктурированных сетках // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16, № 2. С. 354.

[2] Yang G., Feng S., Huang W. Wave-Blocking Characteristics of Corrugated Plates under Explosion // Shock and Vibration. 2020. № 5895812.

[3] Nian X.-Z., Zhang Y., Sun C.-H., Wang H.-Z., Yan D.-J. Analysis of transmission and diffraction effects of air shock waves upon flexible explosion-proof walls // Gongcheng Lixue / Engineering Mechanics. 2015. Vol. 32, № 2. P. 241.

[4] Заболотская Е.А., Хохлов Р.В. Квазиплоские волны в нелинейной акустике ограниченных пучков // Акуст. журн. 1969.Т. 15, № 1. С. 40.

[5] Deryabin M.S., Gurbatov S.N., Kurin V.V., Kasyanov D.A. Evolution of intense narrowband noise beams // Sound and Vibration. 2019. № 439. P. 208.

[6] Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф. Использование интерферометра Маха-Цендера для экспериментального исследования образования «ножки» Маха при отражении ударноволновых импульсов от жесткой поверхности // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79, № 10. С. 1452.

КАЛИБРОВКА АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЕГО ПОЛЯ В БАССЕЙНЕ С ОТРАЖАЮЩИМИ СТЕНКАМИ

В.К. Бахтин[1, 2], М.С. Дерябин[1, 2], А.Л. Вировлянский[2]

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

Введение

Традиционные методы калибровки излучателей звука в бассейне, как правило, базируются на выделении так называемых прямых сигналов, то есть сигналов, приходящих в точки приема без отражений от границ. Для подавления отражений обычно используются поглощающие покрытия стенок бассейна и/или разделение прямых и отраженных сигналов по временам их прихода [1]. Оба этих метода применимы лишь на достаточно высоких частотах. На низких частотах вклады отраженных сигналов подавляется с помощью специальной обработки [2,3]. В данной работе обсуждается альтернативный подход, позволяющий осуществить калибровку излучателя, то есть реконструировать его диаграмму направленности в свободном пространстве по измерениям в бассейне, без выделения прямых сигналов. Подход основан на использовании эталонного акустического монополя, который поочередно помещается в заранее выбранные точки небольшой области бассейна, находящейся в месте размещения калибруемого излучателя. Сигналы излучателя и эталонного монополя регистрируются одними и теме же приемниками. С использованием полученных данных поле излучателя в бассейне аппроксимируется суперпозицией полей воображаемых акустических монополей (так называемых эквивалентных источников [4,5]), помещенных в выбранные точки. После этого поле излучателя в свободном пространстве вычисляется аналитически в предположении, что и в свободном пространстве оно представлено теми же эквивалентными источниками. Подробное изложение данного подхода приведено в работах [6,7].

Метод эквивалентных источников

Рассмотрим излучатель, который в свободном пространстве со скоростью звука C возбуждает монохроматическое волновое поле на несущей частоте f. В рамках метода эквивалентных источников его комплексная амплитуда u в произвольной точке наблюдения $\boldsymbol{r}$ представляется в виде суперпозиции полей акустических монополей, расположенных в N точках $\boldsymbol{r}_1, \dots, \boldsymbol{r}_N$:

$$u(\boldsymbol{r}) = \sum_{n=1}^{N} G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)\, A_n, \text{где } G(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n) = \frac{1}{|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_n|} e^{-ik|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_n|} \qquad (1)$$

– поле акустического монополя (функция Грина) в свободном пространстве, $k = 2\pi f/c$, A_n– комплексные амплитуды монополей [4,5].

Звуковое поле, которое возбуждается в бассейне с отражающими стенками монополем, расположенным в точке $\boldsymbol{r}_n$, обозначим $\tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)$. В бассейне формула (1) переходит в

$$\tilde{u}(\boldsymbol{r}) = \sum_{n=1}^{N} \tilde{G}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_n)\, A_n. \qquad (2)$$

Наше основное предположение, заключается в том, что выражения (1) и (2) с одними и теми же коэффициентами A_n описывают и поле излучателя в свободном пространстве $u(\boldsymbol{r})$ и его поле в бассейне $\tilde{u}(\boldsymbol{r})$.

Решение обратной задачи

Восстановление неизвестных амплитуд монополей A_n выполняется по измерениям комплексной амплитуды поля $\tilde{u}$ в бассейне в точках $\boldsymbol{\rho}_1, \dots, \boldsymbol{\rho}_M$. Согласно (2) задача сводится к решению линейной системы уравнений, которую в матричных обозначениях представим в виде

$$\tilde{\mathbf{u}} = \tilde{\boldsymbol{G}}\boldsymbol{A}, \qquad (3)$$

где $\tilde{\mathbf{u}} = [\tilde{u}(\boldsymbol{\rho}_1, \dots, \tilde{u}(\boldsymbol{\rho}_M)]^T$– вектор измеренных значений амплитуды поля, символ T означает операцию транспонирования, $\tilde{\boldsymbol{G}} - M \times N$ матрица с элементами $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$, $\boldsymbol{A} = [A_1, \dots, A_N]^T$– вектор неизвестных амплитуд.

Величины $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$, должны быть измерены с помощью процедуры, называемой калибровка бассейна. Она заключается в том, что эталонный акустический монополь поочередно помещается в каждую из точек $\boldsymbol{r}_n$ и поле, излученное из этой точки, регистрируется во всех точках приема $\boldsymbol{\rho}_m$.

Для решения системы уравнений (3) применим хорошо известный метод, базирующийся на использовании сингулярного разложения матрицы $\tilde{\mathbf{G}}$ [6]

$$\tilde{\boldsymbol{G}} = \sum_{l=1}^{L} \gamma_l\, \boldsymbol{\xi}_l \boldsymbol{\eta}_l^H, \qquad (4)$$

где γ_l – сингулярные числа, пронумерованные в порядке убывания, $\boldsymbol{\xi}_l$ и $\boldsymbol{\eta}_l$ – сингулярные векторы, а символ H означает эрмитово сопряжение. Ограничиваясь учетом сингулярных чисел, превышающих некоторый заданный порог и отвечающих им сингулярных векторов, находим оценку вектора $\boldsymbol{A}$

$$\tilde{\boldsymbol{A}} = \sum_{l=1}^{L_1} \frac{1}{\gamma_l} (\boldsymbol{\xi}_l^H \boldsymbol{u}) \boldsymbol{\eta}_1, \qquad (4)$$

где $L_1 \le L$ – количество учтенных сингулярных чисел и векторов. Подставляя найденные таким образом оценки амплитуд A_n в правую часть (1), получаем искомую оценку поля излучателя в свободном пространстве.

Описание эксперимента

Для демонстрации применимости обсуждаемого метода был выполнен лабораторный эксперимент. Измерения на несущей частоте 5 кГц проводились в бассейне, представляющем собой заполненный водой куб со стороной 1 м.

Точки, в которые помещался эталонный монополь при калибровке бассейна образовали куб размером $5 \times 5 \times 5$, а расстояние между ближайшими точками этого куба составляло 1 см. Приемники (гидрофоны B&K 8103) располагались в 16 точках, удаленных от куба на расстояния около 30 см (рис. 1). В качестве эталонного монополя использовался гидрофон B&K 8103. Он поочередно помещался во все 125 точек, образующих куб, и возбужденное им поле регистрировалось всеми 16 приемниками. Комплексные амплитуды регистрируемых сигналов с точность до постоянного множителя, равного амплитуде эталонного монополя, представляют значения функций Грина $\tilde{G}(\boldsymbol{\rho}_m, \boldsymbol{r}_n)$.

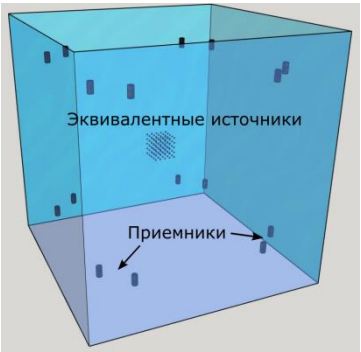


Рис. 1

Затем в точку, совпадающую с центром куба, помещался калибруемый источник звука, роль которого играл гидрофон B&K 8100. Это источник монопольного типа, размер которого мал по сравнению с длиной волны. Амплитуды сигналов, регистрируемые всеми 16-ю приемниками, являются компонентами вектора $\tilde{\boldsymbol{u}}^T$.

Реконструкция диаграммы направленности

Диаграмма направленности калибруемого источника рассчитывалась по формуле (1) с использованием оценок амплитуд эквивалентных источников полученных при помощи формулы (3). В левой части рис. 2 показан результат восстановления диаграммы направленности источника с использованием всех $N = 125$ эквивалентных источников, образующих описанный выше куб. Этот куб мы называем большим. Аналогичная реконструкция была выполнена с использованием $N = 27$ эквивалентных источников, образующих малый куб, который получен путем исключения источников, образующих внешнюю поверхность большого куба. Диаграмма направленности, найденная с использованием малого куба, показана слева. Обе приведенные диаграммы не сильно отличаются друг от друга и в соответствии с нашими ожиданиями они соответствуют источнику монопольного типа.

Заключение

Лабораторный эксперимент подтверждает работоспособность обсуждаемого подхода. Однако вопрос об условиях его применимости требует дополнительного исследования. Слабым местом метода эквивалентных источников и, соответственно, слабым местом нашего подхода является отсутствие общих правил выбора необходимого количества эквивалентных источников и их позиций. Однако в работе [7] показано, что ситуация упрощается при калибровке низкочастотного излучателя с размерами меньше длины волны, поле которого в свободном пространстве можно представить в виде суперпозиции монопольной, дипольных и квадрупольных компонент. Возможность пренебрежения вкладами высших мультиполей существенно упрощает анализ и позволяет сформулировать требования к расположению эквивалентных источников и

точек приема, достаточные для реконструкции поля калибруемого источника в свободном пространстве.

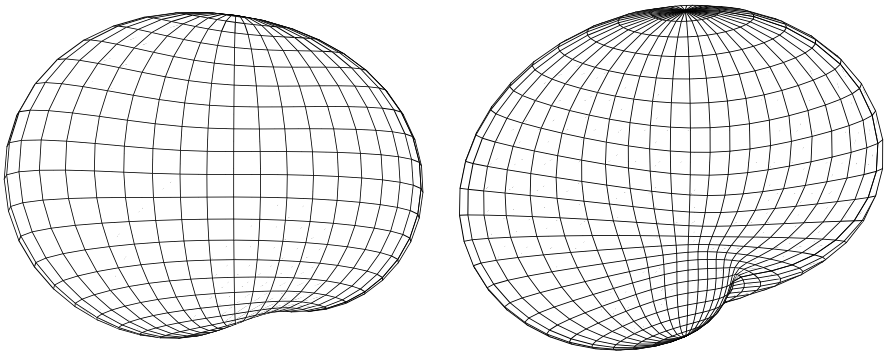


Рис. 2

[1] Bobber R. Underwater Electroacoustic Measurement. – Los Altos: Peninsula Press, 1988, 341 p.

[2] Isaev A., Matveev A. // Calibration of hydrophones in a field with continuous radiation in a reverberating pool. Acoustical Physics. 2009. Vol. 55, № 2. P. 762.

[3] Robinson S., Hayman G., Harris P., Beamiss G. // Signal-modelling methods applied to the free-field calibration of hydrophones and projectors in laboratory test tanks. Meas. Sci. Technol. 2018. Vol. 29, № 085001.

[4] Bobrovnitskii Y., Tomilina T. // General properties and fundamental errors of the method of equivalent sources. Acoustical Physics. 1995. Vol. 41. P. 649.

[5] Gounot Y., Musafir R. // Simulation of scattered fields: some guidelines for the equivalent source method. Journal of Sound and Vibration. 2011. Vol. 330. P. 3698.

[6] Virovlyansky A.L., Deryabin M.S. // On the use of the equivalent source method for free-field calibration of an acoustic radiator in a reverberant tank. Journal of Sound and Vibration. 2019. Vol. 455, № 69.

[7] Virovlyansky A.L., Kazarova A.Yu., Lyubavin L.Ya. // Reconstructing the directivity pattern of a sound source in free space by measuring its field in a tank, Acoustical Physics. 2020. Vol. 66, № 5. P. 501.

[8] Golub G.H. and Loan C.V. Matrix Computations – Baltimore: The John Hopkins University Press, 1989, 780 p.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ВЕТРОВЫХ ВОЛНАХ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНО НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛН

С.А. Ермаков[1, 2, 3], И.А. Сергиевская[1, 2], И.А. Капустин[1, 2], В.А. Доброхотов[1, 2]

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

В настоящее время большое количество работ направлено на развитие понимания особенностей микроволнового обратного рассеяния на морской поверхности. Растущий интерес в данной области связан с новыми особенностями обратного рассеяния, открытыми в натурных экспериментах и относящихся к обрушающимся волнам, в особенности в экспериментах по радиолокационному зондированию морской поверхности в присутствии пленок поверхностно-активных веществ. Сильные обрушения волн характеризуются опрокидыванием гребня волны [1, 2], что характерно для волн метрового диапазона. Обрушение гребней вносит значительный вклад в динамику ветровых волн. Экспериментально было показано [3, 4], что генерация вихрей и турбулентности в верхнем водном слое происходит после опрокидывания гребня. В работе представлен новый эффект затухания обратного рассеянного сигнала Ка-диапазона после прохождения цуга волн дм-м диапазона с обрушением. Показано, что ослабление обратного рассеяния связано с подавлением волн см-мм масштаба, за счет создаваемой сильными обрушениями турбулентности.

Эксперимент

Эксперименты были произведены в овальном ветро-волновом бассейне Института Прикладной Физики РАН.

Ветровые волны генерировались при малых значениях скорости ветра. При установленном в бассейне механическом волнопродукторе длина разгона ветровых волн составляла 8.5 м. Поверхностные волны измерялись при помощи струнных волнографов.

Волнопродуктор генерировал цуг интенсивных необрушающихся низкочастотных волн с линейно изменяющейся частотой. При движении вдоль бассейна цуг на расстоянии порядка 8.5 м от волнопродуктора трансформировался за счет дисперсионной фокусировки в короткий пакет с одной – двумя обрушающимися волнами.

Для анализа особенностей микроволнового рассеяния на поверхности воды использовался скаттерометр Ка-диапазона.

Методология комплексных измерений гидродинамической турбулентности, создаваемой обрушающимися волнами, основана на акустических измерениях скоростей в верхнем водном слое, использовании струнного волнографа и видеозаписи движения частиц на поверхности воды. Ультразвуковой акустический доплеровский измеритель скорости «SonTek MICRO ADV» погружался на глубину порядка 2.5 см от поверхности воды в области обрушающихся НЧ поверхностных волн. Прибор позволял измерять три компоненты скорости потока: вертикальную, продольную (вдоль бассейна) и поперечную (в направлении стенок бассейна) компоненты скоро-

сти, связанные с поверхностными волнами и турбулентностью, появляющейся после обрушений.

Результаты эксперимента

В случае обрушающихся волн ADV спектры для продольной и вертикальной скоростей содержат как волновые, так и турбулентные движения, частично перекрывающиеся в спектре, что создает трудности при выделении спектра турбулентности. Тем не менее, для квази плоских низкочастотных волн, распространяющихся вдоль бассейна, измерения поперечной проекции скорости при помощи ADV могут указать на наличие турбулентных компонент скорости частиц жидкости. Для количественных оценок вертикальной и продольной компонент турбулентных скоростей использовались спектры соответствующих проекций после удаления из них волновых пиков.

Дополнительно производилась запись движений частиц-маркеров на поверхности воды. Траектории маркеров (рис. 1) наглядно указывают на наличие турбулентных вихрей в верхнем слое воды. Отметим, что для случая необрушающихся волн частицы осциллируют в поле орбитальных скоростей практически вдоль прямой линии.

Энергонесущие компоненты ветровых волн лежат в диапазоне длин порядка 6 см – 13 см, что, по меньшей мере, в несколько раз меньше, чем длины волн механически генерируемых низкочастотных обрушающихся волн.

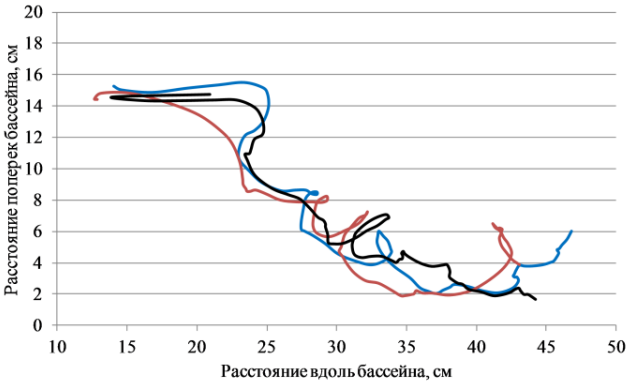


Рис. 1

Действие обрушающейся волны на короткие ветровые волны и, соответственно, на обратное рассеяние продемонстрировано на рис. 2 (красный график). Левая часть отвечает обратному рассеянию на мелкомасштабных ветровых волнах до прихода низкочастотного волнового цуга в область наблюдений. Центральная часть рис. 2, указывающая на резкое возрастание рассеянного сигнала, соответствует приходу обрушающихся волн в область, облучаемую скаттерометром. После прохождения обрушающихся волн обратное рассеяние уменьшается до значений ниже начального уровня, что свидетельствует о подавлении ветровых волн. Через 5 – 15 секунд после этого и ветровые волны, и обратное рассеяние на них возвращаются к своему первоначальному уровню. Синий график рис. 2, отвечающий за поперечную проекцию

скорости потока, демонстрирует увеличение амплитуды скорости после обрушения, связываемое с возникновением турбулентного движения.

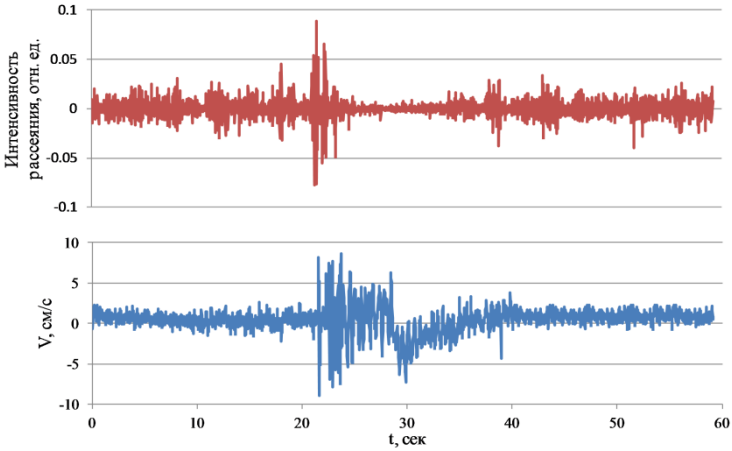


Рис. 2

Обсуждение

Эффект подавления обратного рассеяния за счет создаваемой обрушающимися волнами турбулентности может быть охарактеризован коэффициентом подавления (КП) – отношением интенсивностей обратного сигнала до и после прохождения низкочастотного волнового пакета. Коэффициент подавления как функция крутизны волны kA интенсивных низкочастотных волн (k – волновое число, A – амплитуда НЧ волны) представлен на рис. 3. Крутизна волн, превышающая значения 0.22 соответствует обрушающимся волнам, меньшие значения – необрушающимся. Заметим, что, согласно рис. 3, значение КП для необрушающихся волн не равно единице, следовательно, некоторое ослабление обратного сигнала также возникает.

Для более крутых волн коэффициент подавления резко возрастает до значений около 15 – 25. Естественно предположить, что эффект ослабления обратного рассеяния после прохождения обрушающейся волны происходит за счет опрокидывания гребня, который ослабляет мелкомасштабные волны из-за гидродинамической турбулентности. Данное предположение подтверждается возникновением поперечных скоростей в поле турбулентных пульсаций. Коэффициент усиления (КУ) для турбулентности это отношение турбулентной кинетической энергии после и до прохождения интенсивного цуга волн. На рис. 3 также представлена зависимость КУ от крутизны низкочастотной волны.

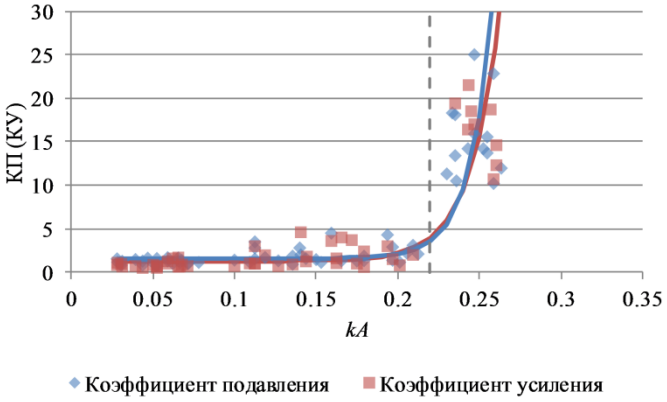


Рис. 3

Выводы

В ходе проведения совместных радиолокационных, контактных и акустических измерений поверхностных волн с применением фото- и видеосъемки обнаружен эффект ослабления обратного радиолокационного рассеяния на ветровом волнении после сильных обрушений низкочастотных волн. Анализ данных акустического прибора (ADV) и траекторий движения маркеров на поверхности воды показал, что в момент обрушения и в течение некоторого времени после в области обрушения возникают турбулентные вихри, дающие основной вклад в затухание ветровых волн, что и приводит к ослаблению обратного рассеяния.

Работа выполнена в рамках Госзадания (проект 0729-2020-0037).

[1] Longuet-Higgins M.S., Cleaver R.P. // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 258. P. 115.
[2] Duncan J. H. // Annu. Rev. Fluid Mech. 2001. Vol. 33. P. 519.
[3] Rapp R.J., Melville W.K. // Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A Math. Phys. Sci. 1990. Vol. 331. P. 735.
[4] Ölmez H.S., Milgram J.H. // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 239. P. 133.

СРАВНЕНИЕ ЭФФЕКТОВ, УСИЛИВАЮЩИХ И ОСЛАБЛЯЮЩИХ ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НА ДИСКРЕТНЫХ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

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 звукопрозрачном и слабо отражающем дне. Показано, как наличие отражения от подстилающих неоднородности осадочных пород и статистика распределения конкреций влияет на характеристики обратного рассеяния.

Для случая дистанционного акустического зондирования случайных дискретных неоднородностей, хаотически расположенных на плоском звукопрозрачном дне, в приближении однократного рассеяния несложно получить монотонно нарастающую зависимость средней интенсивности обратного рассеяния от средней поверхностной концентрации неоднородностей. Однако результаты физического моделирования не подтвердили монотонный рост средней интенсивности рассеянного сигнала с увеличением средней концентрации рассеивающих. Чтобы понять возможные причины возникновения несоответствия экспериментальных данных предложенной теории, следует обратиться к модели обратного рассеяния с учетом сигнала, отраженного от поверхности «чистого» дна.

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. На рис. 1 произведено сравнение результатов моделирования и лабораторных экспериментов.

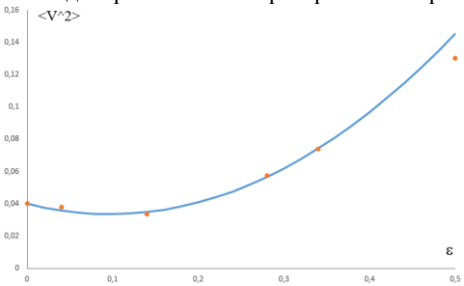


Рис. 1

Результаты численного моделирования показывают, что для реальных донных поверхностей учет сигнала, отраженного от дна, даже при малых значениях коэффици-

ента отражения, всегда приводит к уменьшению средней интенсивности суммарного поля.

Заметим, что предыдущие рассуждения касались случая хаотического и в среднем равномерного расположения неоднородностей на плоскости. Однако исследования показывают, что расположение рассеивателей в океане можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении. При учете группировки частиц в выражении для средней интенсивности обратного рассеяния появится ещё одно слагаемое, так называемая коллективная составляющая.

На рис. 2 показана зависимость коллективного слагаемого от безразмерного параметра D/ρ_0 , где D - апертура преобразователя, ρ_0 – средний масштаб скоплений неоднородностей. Этот безразмерный параметр можно рассматривать как отношение диаграмм направленности зондирующего и переизлученного от области с характерным размером ρ_0 сигналов.

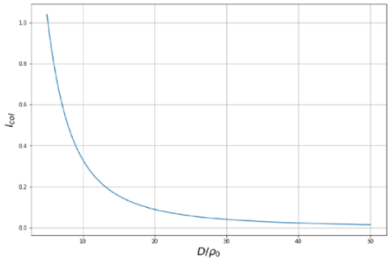


Рис. 2

Таким образом, в работе показано, что при дистанционной акустической диагностике железо-марганцевых конкреций на дне океана могут возникать эффекты, усиливающие или ослабляющие обратное рассеяние. При этом для построения аналитической модели можно опираться на теорию однократного рассеяния волн от дискретных неоднородностей даже при значительных поверхностных концентрациях последних. Учет отражения от поверхности дна, на которой расположены конкреции, приводит к уменьшению средней интенсивности обратного рассеяния при различных наблюдаемых в реальных условиях акустических импедансах донной среды по сравнению с приближением звукопрозрачного дна. Однако при больших коэффициентах упаковки рассеивателей, когда жесткими рассеивающими частицами, имитирующими ЖМК, занята бо́льшая часть площади подложки, влиянием отражения от подстилающего неоднородности дна можно пренебречь. Учет корреляции взаимного расположения рассеивателей, напротив, приводит к увеличению средней интенсивности обратного рассеяния при неизменной средней поверхностной концентрации рассеивающих частиц по сравнению с моделью их хаотического, статистически независимого расположения по плоскости дна. При этом средняя интенсивность может измениться в несколько раз, что затрудняет решение обратной задачи – оценки концентрации рассеивателей по данным акустических измерений.

ЗАТУХАНИЕ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ПЛЕНОК ПОВЕРХНОСТНО АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Г.Е. Хазанов[1)], С.А. Ермаков[1, 2)]

[1)] Институт прикладной физики РАН
[2)] Волжский государственный университет водного транспорта

Проблема распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) на поверхности океана и внутренних водоемов в присутствии пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ) представляет как фундаментальный, так и прикладной интерес, последний связан с необходимостью развития методов дистанционной диагностики нефтяных и биогенных загрязнений водной поверхности. Наиболее эффективным для диагностики пленок представляется использование микроволновых радиолокаторов, подводных ультразвуковых локаторов, оптических систем наблюдения морской поверхности. Основным эффектом воздействия пленок ПАВ на ГКВ является увеличение затухания последних и, соответственно, уменьшение интенсивности мелкомасштабных компонент в спектре ветрового волнения; при этом существенно изменяется интенсивность рассеяния электромагнитных или акустических волн. Затухание ГКВ на мономолекулярных пленках достаточно детально описано в литературе, основной характеристикой пленок, определяющей затухание ГКВ, является их упругость (см. например, [1-3]). Влияние же на волны “толстых” пленок исследовано значительно меньше [4]. Особенностью пленок, толщины которых составляют единицы – десятки характерных длин молекул ПАВ, является присутствие в пленках неоднородностей по толщине. Анализ особенностей затухания ГКВ на неоднородных пленках и является целью настоящего исследования.

Были выполнены лабораторные измерения коэффициента затухания ГКВ на сильно – неоднородных пленках ПАВ. Характерный вид нефтяной пленки иллюстрирует рис. 1.

Рис. 1

Проводились измерения порога параметрического возбуждения стоячих ГКВ (“рябь Фарадея”), который пропорционален коэффициенту затухания ГКВ (см. [3]).

Измерялся порог возбуждения ГКВ с частотой15 Гц на монослое при различных размерах и количестве линз, начиная с нескольких линз малого диаметра (менее 1 см). При добавлении ПАВ размер линз увеличивался и при достаточно больших их масштабах они сливались в большие, в конце образуя одну-две большие линзы, фактически перекрывающие лабораторную кювету. Когда относительная площадь линзовой фазы достигала величин порядка 0.3-0.4, наблюдался рост коэффициента затухания волн. Для объяснения этого эффекта было выдвинуто предположение, что линзы большого размера действуют на ГКВ аналогично стенкам, уменьшая, таким образом, эффективные размеры кюветы и увеличивая вклад стенок в полный коэффициент затухания. Проведенные теоретические расчеты полного коэффициента затухания с подбором эффективных размеров монослоя, отвечающих результатам измерений, показали, что эти размеры близки к расстояниям между линзами, ограничивающими поверхность монослоя.

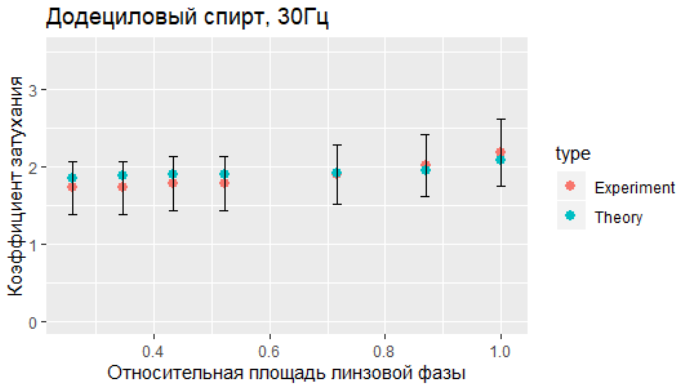


Рис. 2

На рисунке представлена зависимость коэффициента затухания ГКВ от относительной площади мономолекулярной фазы в эксперименте с додециловым спиртом. Красные точки – эксперимент, синие точки – теория. Частота генератора 30 Гц.

Далее выполнен пересчет коэффициента затухания ГКВ на монослое в присутствии линз в терминах эффективной упругости. Типичные значения эффективной упругости, полученные при пересчете, составили 10-20 мН/м.

Таким образом, было показано, что коэффициент затухания возрастает с ростом относительной площади линз. Предложено физическое объяснение этого эффекта в рамках модели линз-стенок, уменьшающих площадь поверхности мономолекулярной пленки и, соответственно, увеличивающих затухание волн из-за возрастания влияния стенок. Теоретические расчеты в рамках гипотезы “линз-стенок” показали хорошее согласие с экспериментом. Введена “эффективная упругость” двухфазной пленки-

мономолекулярного слоя с линзовой фазой, которая заменяет двухфазную пленку эффективной мономолекулярной пленкой. В терминах эффективной упругости неоднородной пленки построена зависимость этой упругости от относительной площади линзовой фазы. Разработанная для чистых ПАВ физическая модель эффективной упругости сложной пленки далее будет применена при анализе многокомпонентных пленок сложного состава.

Работа выполнена в рамках госзадания, тема 0030-2021-0006.

[1] Левич В. Г. // Физико-химическая гидродинамика. – М.: Физматгиз. 1959, 699.
[2] Lucassen-Reynders E.N., Lucassen J. // Properties of capillary waves. J.Adv.Coll.Int.Sci. 1969. Vol. 2. P. 347.
[3] Ермаков С.А. // Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010, 164 с.
[4] Sergievskaya I.A. Ermakov S.A. // Damping of surface waves due to crude oil/oil emulsion films on water. Mar.Pol.Bull. 2019. 146(C5):206-214.

АМПЛИТУДНО-ЗАВИСИМОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ОТОЖЖЕННОЙ МЕДИ

В.Е. Назаров[1)], А.Б. Колпаков[2)]

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

В работе приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований эффектов амплитудно-зависимого внутреннего трения (АЗВТ), возникающих при самовоздействии продольной низкочастотной (НЧ) волны в стержневом резонаторе из поликристаллической меди, отожженной в течении 2 часов при температуре 600^0C. Схема эксперимента изображена на рис. 1. Резонатор **1** представлял собой стержень круглого поперечного сечения (диаметром – 0,8 *см*) и длиной $L = 43$ *см*. К его нижнему торцу приклеивался пьезокерамический излучатель накачки **2 -** для возбуждения продольной волны; другая сторона излучателя **2** – к металлической нагрузке **3**. К верхнему, свободному торцу приклеивался акселерометр **4** – для приема колебаний, создаваемых излучателем. Измерения проводились на первых трех продольных модах резонатора. В работе исследовались эффекты, обусловленные гистерезисной нелинейностью материала: нелинейные потери и сдвиги резонансных частот. Для этого, излучателем **2** в стержне **1** возбуждались акустические колебания на частоте, близкой к частоте F_p одной из пер-

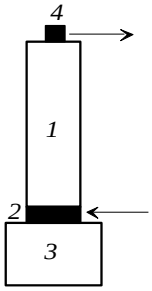


Рис. 1

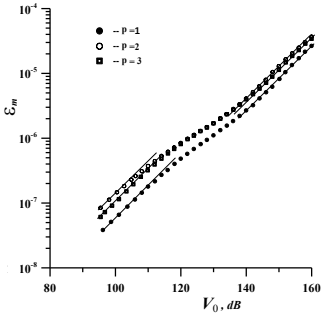


Рис. 2

вых трех его продольных мод ($p = 1; 2; 3$) и измерялись зависимости нелинейных сдвигов резонансных частот $F_{nl} = F - F_p < 0$ и коэффициентов затухания μ_{nl} от амплитуды деформации ε_m стержня. На рис. 2 приведены зависимости амплитуды деформации ε_m (в резонансе) от амплитуды электрического напряжения V_0 на излучателе накачки. Из рисунка видно, что при малых амплитудах возбуждения ($\varepsilon_m < 10^{-7}$) зависимости $\varepsilon_m = \varepsilon_m(V_0)$ линейны, т.е. $\varepsilon_m \propto V_0$. Далее, при $2 \cdot 10^{-7} < \varepsilon_m < 4 \cdot 10^{-6}$, они становятся нелинейными. При $\varepsilon_m \geq 4 \cdot 10^{-6}$, снова наблюдаются линейные зависимости ε_m от V_0. Это свидетельствует о наличии нелинейных потерь и их насыщении при $\varepsilon_m \geq 4 \cdot 10^{-6}$. На рис. 3а,б показаны (в малом диапазоне амплитуд) $\varepsilon_m < 2{,}5 \cdot 10^{-6}$ графики зависимостей $\mu_{nl,p}$ и $|F_{nl,p}|/F_p|$ от ε_m. Видно, что при

$(2 \cdot 10^{-7} \cong \varepsilon_m^* < \varepsilon_m < 1{,}5 \cdot 10^{-6})$: $\mu_{nl,p} \cong k_1(\varepsilon_m - \varepsilon_m^*)$;$\left|F_{nl,p}\right|/F_p \approx k_2(\varepsilon_m - \varepsilon_m^*)$, где $k = const > 0$.

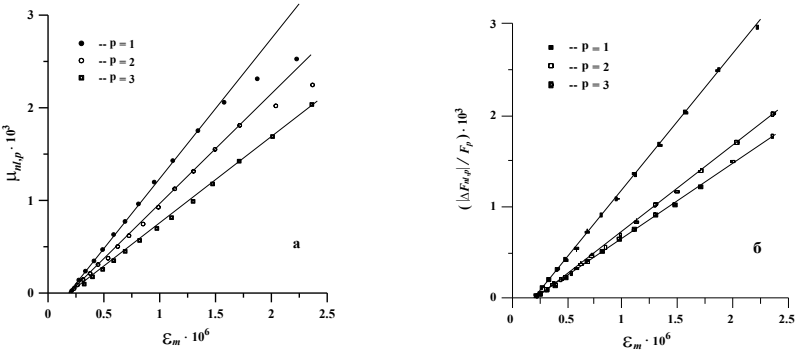


Рис. 3а,б

Следовательно, эффекты АЗВТ проявляются при $\varepsilon_m > \varepsilon_m^* \approx 2 \cdot 10^{-7}$, т.е. имеют пороговый характер по амплитуде ε_m. На рис. 4,а,б показаны зависимости $\mu_{nl,p}$ и $\left|F_{nl,p}\right|/F_p$ от ε_m (во всем измеряемом диапазоне амплитуд ε_m). Из рис. 4,а видно, что при $\varepsilon_m \geq \varepsilon_{m,th} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ имеет место насыщение нелинейных потерь.

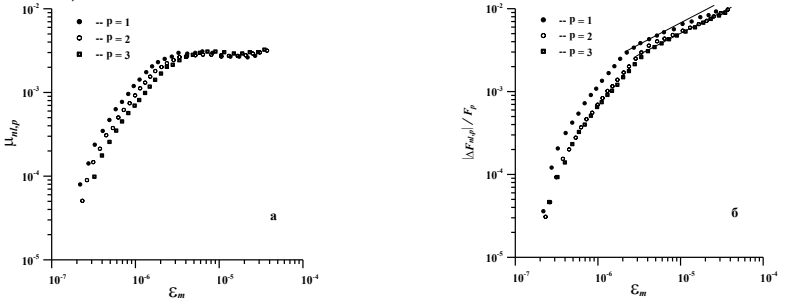


Рис. 4а,б

Из рис. 4,б следует, что при $\varepsilon_m > \varepsilon_{m,th} \approx 4 \cdot 10^{-6}$ в зависимостях $\left|F_{nl,p}\right|/F_p$ от ε_m только проявляются тенденции к насыщению, при этом $\left|F_{nl,p}\right|/F_p \propto \varepsilon_m^{1/2}$.

Аналитическое описание эффектов АЗВТ проведено в рамках уравнения состояния микронеоднородной среды, содержащей гистерезисные вязко-упругие дефекты твердого тела [1].

Для резонатора с жесткой $(x = 0)$ и мягкой $(x = L)$ границами граничные условия имеют вид: $U(x = 0, t) = A_0 sin\Omega t$, $U_x(x = L, t) = 0$, где $\Omega = 2\pi F$. Резонансная кривая такого резонатора определяется выражением:

$$\varepsilon_m = \frac{A_0 \frac{\Omega_p}{L}}{\left\{\left[\delta_p - \delta_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2 + \left[\mu_p + \mu_{nl,p}(\varepsilon_m)\right]^2 \Omega_p^2\right\}^{\frac{1}{2}}},$$

где $\Omega_p = 2\pi F_p;\ \delta_p = \Omega - \Omega_p;\ \mu_p = Q_p^{-1};\ \delta_{nl,p}(\varepsilon_m) = 2\pi F_{nl,p}(\varepsilon_m),$

а нелинейные потери и относительный сдвиг резонансной частоты (в малоамплитудном режиме) – следующими выражениями:

$$\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \approx a_{eff}(\Omega_\text{p})\varepsilon_m, \quad (1)$$

$$\delta_{nl,p}(\varepsilon_m)/\Omega_\text{p} \approx b_{eff}(\Omega_\text{p})\varepsilon_m, \quad (2)$$

где

$$a_{eff}(\Omega_\text{p}) = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{a\left[1 - \left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] + 2b\left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta da d}{\zeta^2\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^{5/2}} \quad (3)$$

$$b_{eff}(\Omega_\text{p}) = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{b\left[1 - \left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] - 2a\left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta da d}{\zeta^2\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^{5/2}} \quad (4)$$

W, ζ – релаксационная частота и относительная упругость дефекта; $a, b,\ \gamma_0$ – параметры, отвечающие за гистерезисные потери, дефект модуля упругости и насыщение; $N(\zeta, W, a, b, \gamma_0)$ –функция распределения дефектов по параметрам W, ζ, a, b и γ_0;

$a = \frac{2(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{9\pi^2}$, $b = \frac{(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{6\pi} + \frac{4(\gamma_1-\gamma_2+\gamma_3-\gamma_4)}{9\pi^2}$

γ_{1-4}–параметры гистерезисной нелинейности дефектов.

В режиме насыщения имеем:

$$\mu_{\text{nl,p}}(\varepsilon_\text{m}) = \int_0^\infty \int_0^1 \int_a \int_b \int_{\gamma_0} \frac{\left\{\bar{a}\left[1 - \left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)^2\right] + 2\bar{b}\left(\frac{\Omega_\text{p}}{\text{W}}\right)\right\} N(\zeta, W, a, b.\gamma_0) d\zeta da}{2\zeta\gamma_0\left[1 + \left(\Omega_\text{p}/\text{W}\right)^2\right]^2} \quad (5)$$

$\bar{a} = \frac{(\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4)}{4\pi}$; $\bar{b} = \frac{\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4}{2\pi} - \frac{\gamma_1-\gamma_2+\gamma_3-\gamma_4}{8}$.

$$\frac{\delta_{\mathrm{nl,p}}(\varepsilon_{\mathrm{m}})}{\Omega_{\mathrm{p}}} =$$

$$= -\int_0^{\infty}\int_0^{1}\int_a\int_b\int_{\gamma_0} \frac{\left\{\bar{b}\left[1-\left(\frac{\Omega_{\mathrm{p}}}{\mathrm{W}}\right)^2\right]-2\bar{a}\left(\frac{\Omega_{\mathrm{p}}}{\mathrm{W}}\right)\right\}N(\zeta,W,a,b,\gamma_0)d\zeta dadbd\gamma_0}{2\zeta\gamma_0\left[1+\left(\Omega_{\mathrm{p}}/\mathrm{W}\right)^2\right]^2}. \qquad (6)$$

Из выражений (1) и (2), для мало-амплитудного режима видно, что (при $2\cdot 10^{-7} < \varepsilon_m < 1{,}5\cdot 10^{-6}$): $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m) \propto \varepsilon_m$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m$. Таким образом, аналитические зависимости для $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от ε_m соответствуют экспериментальным. В режиме же насыщения, такое соответствие имеет место только для нелинейных потерь (5), а для нелинейных сдвигов (6) резонансных частот – соответствия нет: результаты измерений свидетельствуют, что $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m^{1/2}$, а из выражения (6) следует что $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от ε_m не зависит. В связи с этим, для объяснения зависимости $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p \propto \varepsilon_m^{1/2}$, в уравнение состояния добавлялось слагаемое: $\Delta\sigma(\varepsilon) = -E\nu_{1,2}\left(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th}\right)^{\frac{3}{2}}h(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th})$, где $E-$ модуль упругости материала; $\varepsilon_{m,th} \approx 4\cdot 10^{-6}$; $\nu_{1,2} = const$, $h\left(|\varepsilon| - \varepsilon_{m,th}\right)$ – функция Хевисайда.

Была подобрана функция распределения дефектов $N(\zeta, W, a, b, \gamma_0)$, отвечающая зависимостям параметров $a_{eff}(F_{\mathrm{p}})$ и $b_{eff}(F_{\mathrm{p}})$, а также значений $\mu_{nl,p}(\varepsilon_m)$ и $\left|\Delta F_{nl,p}(\varepsilon_m)\right|/F_p$ от частоты F_{p} (рис. 5 и 6). Из рисунков видно хорошее соответствие

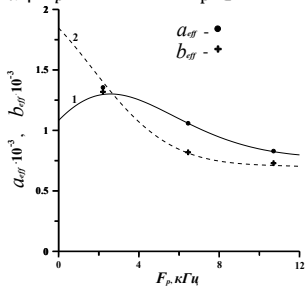


Рис. 5

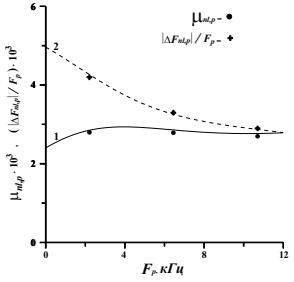


Рис. 6

теоретических зависимостей (3), (4), (5) и (6) (показаны сплошными и пунктирными линиями) с экспериментальными результатами (показаны точками).

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН по теме №0030-2021-0009 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215А).

[1] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // Изв. Вузов. Радиофизика, 2019. Т. 62, № 5, С. 390.
[2] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // ЖТФ. 2014. Т. 84, № 3. С. 1.

НЕЛИНЕЙНЫЕ УПРУГИЕ ВОЛНЫ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ С ЧАСТОТНО-ЗАВИСИМЫМ НАСЫЩЕНИЕМ ГИСТЕРЕЗИСНЫХ ПОТЕРЬ

В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

В данной работе, в результате модификации квазистатического гистерезиса Давиденкова [1], предлагается динамическое уравнение состояния поликристаллического твердого тела с частотно-зависимым насыщением ДЗ и ДМУ и исследуются нелинейные эффекты, возникающие при распространении первоначально гармонической продольной волны в стержне из такого материала.

Динамическое уравнение состояния поликристалла с квадратичным гистерезисом и с частотно-зависимым насыщением нелинейных ДЗ и ДМУ можно представить в следующем виде:

$$\sigma(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = E[\varepsilon - f(\varepsilon,\dot{\varepsilon})] \tag{1}$$

$$f(\varepsilon,\dot{\varepsilon}) = \frac{\alpha\varepsilon_m\varepsilon}{1+\tau_1|\dot{\varepsilon}|} + \frac{1}{2(1+\tau_2|\dot{\varepsilon}|)}\begin{cases}\beta_1\varepsilon^2 - (\beta_1+\beta_2)\varepsilon_m^2/2, & \dot{\varepsilon}\geq 0\\ -\beta_2\varepsilon^2 + (\beta_1+\beta_2)\varepsilon_m^2/2, & \dot{\varepsilon}\leq 0\end{cases}, \tag{2}$$

где E – модуль упругости (для стержня это модуль Юнга), ε_m – амплитуда деформации, α и $\beta_{1,2}$ – безразмерные параметры нелинейности, $\tau_{1,2}$ – постоянные коэффициенты, имеющие размерность времени, $\tau_{1,2}\geq 0$, $|\alpha|\varepsilon_m \ll 1$, $|\beta_{1,2}|\varepsilon_m \ll 1$, $\beta_1+\beta_2\geq 0$, $|f(\varepsilon)| \ll |\varepsilon| \ll 1$. (Здесь σ и ε – это продольные напряжение и деформация.) Первое и второе слагаемые в гистерезисной функции $f(\varepsilon)$ отвечают за нелинейные ДМУ и ДЗ. Отличие гистерезиса (1) с частотно-зависимым насыщением от гистерезисов с частотно-независимым насыщением [2,3] заключается в структуре множителей в функции $f(\varepsilon)$: в уравнении (1) они имеют вид $\left(1+\tau_{1,2}|\dot{\varepsilon}|\right)^{-1}$, а в работах [2-3] – $(1+\gamma_0\varepsilon_m)^{-1}$ или $(1+\gamma_0|\varepsilon|)^{-1}$, где $\gamma_0 = const$. При описании эффектов АЗВТ на одной частоте эти множители эквивалентны, если же "работать" в широком диапазоне частот, то проявление их отличий будет заметно: множители $(1+\gamma_0\varepsilon_m)^{-1}$ и $(1+\gamma_0|\varepsilon|)^{-1}$ от частоты волны не зависят, а множители $\left(1+\tau_{1,2}|\dot{\varepsilon}|\right)^{-1}$ зависят от частоты волны и с ростом частоты уменьшаются.

Подставим уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon)$, учтем геометрическую дисперсию фазовой скорости продольных (вдоль оси x) упругих волн в стержне радиуса R [4] и, переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0,\ x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для деформации $\varepsilon(x,\tau) = \partial U(x,\tau)/\partial x$:

$$\varepsilon_x = \frac{[f(\varepsilon)]_\tau}{2C_0} + \eta\varepsilon_{\tau\tau\tau}, \tag{3}$$

где $U(x,\tau)$ – смещение, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$, ρ – плотность, $\eta = \frac{(1+2\nu)\nu^2R^2}{8(1+\nu)C_0^3}$, ν – коэффициент Пуассона, $R < \lambda/2$, λ – длина волны.

Граничное условие зададим в следующем виде: $\varepsilon(0,t)=\varepsilon_0\sin(\omega t)$, где ε_0 – начальная амплитуда волны. Решение уравнения (3) будем искать методом возмущений, полагая, что:

$$\varepsilon(x,\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\epsilon_n(x,\theta)=\sum_{n=1}^{\infty}\varepsilon_n(x)\,sin\big(n\theta+\psi_n(x)\big), \tag{4}$$

где $\theta=\omega\tau+\Phi(x)$, $\varepsilon_n(x)$, $\Phi(x)$ и $\psi_n(x)$ – медленно-меняющиеся функции координаты x, $\psi_1(x)=0$, $|\sum_{n=2}^{\infty}\epsilon_n(x,\theta)|\ll|\epsilon_1(x,\theta)|$, $\varepsilon_m(x)\approx\varepsilon_1(x)$, при этом амплитуды $\varepsilon_n(x)$ и фазы $\Phi(x)$, $\psi_n(x)$ гармоник нелинейной волны $\varepsilon(x,\theta)$ зависят не только от координаты x, но и от начальной амплитуды ε_0 и от частоты ω.

Подставляя разложение (4) в уравнение (3) и выделяя слагаемые с частотой ω и 2ω, получим уравнения для амплитуд $e_1(z)$, $e_2(z)$ и фаз $\Phi(x)$, $\psi_2(x)$:

$$\frac{de_1}{dz}=-\frac{\pi e_1}{4\omega\tau_2}\left[1-\frac{4}{\pi\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}+\frac{2}{(\omega\tau_2\varepsilon_0e_1)^2}\left(1-\frac{4arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}}{\pi\sqrt{1-(\omega\tau_2\varepsilon_0e_1)^2}}\right)\right] \tag{5}$$

$$\frac{d\Phi}{dz}=\frac{\delta}{\omega\tau_1}\left[1-\frac{\pi}{2\omega\tau_1\varepsilon_0e_1}+\frac{2\sqrt{1-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}}{\omega\tau_1\varepsilon_0e_1}arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}\right]-m \tag{6}$$

$$\begin{aligned}&\frac{de_2}{dz}cos\,\psi_2-e_2\left(2\frac{d\Phi}{dz}+\frac{d\psi_2}{dz}+8m\right)sin\,\psi_2\\&=\frac{\xi e_1}{\omega\tau_2}\left[1-\frac{3(2+\pi\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}+\frac{3\pi}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^3}\right.\\&\left.-\frac{6\sqrt{1-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2}[2-(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^2]}{5(\omega\tau_1\varepsilon_0e_1)^3}arctg\sqrt{\frac{1-\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}{1+\omega\tau_2\varepsilon_0e_1}}\right]\end{aligned} \tag{7}$$

$$\frac{de_2}{dz}sin\,\psi_2+e_2\left(2\frac{d\Phi}{dz}+\frac{d\psi_2}{dz}+8m\right)cos\,\psi_2=0 \tag{8}$$

где $e_{1,2}=\frac{\varepsilon_{1,2}}{\varepsilon_0}$, $z=\frac{(\beta_1+\beta_2)\omega x}{2\pi C_0}$, $\delta=\frac{8\alpha}{\beta_1+\beta_2}$, $\xi=\frac{10(\beta_1-\beta_2)}{3(\beta_1+\beta_2)}$, $m=\frac{\pi(1+2\nu)\nu^2R^2\omega^2}{4(1+\nu)(\beta_1+\beta_2)C_0^2}$.

Уравнения (5)-(8) не имеют точных решений, поэтому далее мы приведем их численные решения.

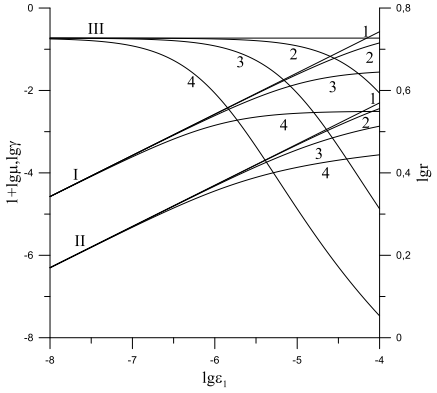


Рис. 1

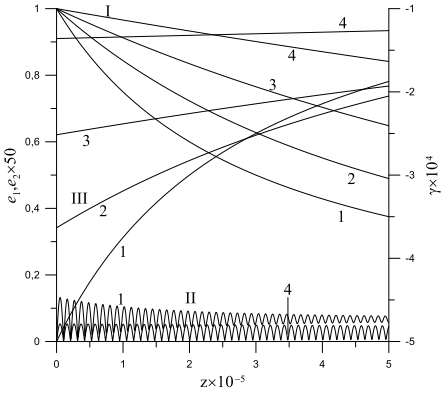


Рис. 2

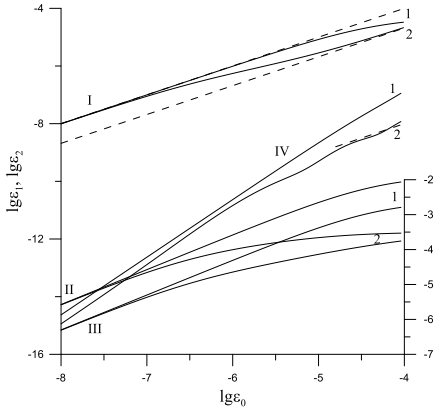


Рис. 3

На рис. 1 приведены графики зависимостей $1+\mu(\varepsilon_1)$ – I, $\gamma(\varepsilon_1)$ – II и $r(\varepsilon_1)=\mu(\varepsilon_1)/\gamma(\varepsilon_1)$ – III от ε_1 при $\delta=1$, $\beta_1+\beta_2=4\cdot10^2$ и различных значениях $\omega\tau_{1,2}$: $\omega\tau_{1,2}=0;10^4;10^5;10^6$ – кривые 1, 2, 3 и 4, соответственно. Здесь $\mu(\varepsilon_1)=-(\beta_1+\beta_2)\varepsilon_1^{-1}(z)[d\varepsilon_1/dz]$ – локальный нелинейные декремент затухания, $\gamma(\varepsilon_1)=[C(\omega,e_1)-C(\omega)]/C(\omega)=(\beta_1+\beta_2)[d\Phi/dz+m]/2\pi$ – относительное изменение фазовой скорости. Из рис. 1 видно, что при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_1\to0$ – $\mu(\varepsilon_1)$, $\gamma(\varepsilon_1)\sim\varepsilon_1$, $r(\varepsilon_1)=const$, а при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_1\gg1$ – имеет место насыщение $\mu(\varepsilon_1)$ и $\gamma(\varepsilon_1)$, причем с ростом частоты ω значения $\mu(\varepsilon_1)$, $\gamma(\varepsilon_1)$ и $r(\varepsilon_1)$ уменьшаются. На рис. 2 приведены графики зависимостей e_1 – I, e_2 – II и γ – III от z при $\varepsilon_0=10^{-5}$, $\delta=1$, $\xi=1/3$, $m=10^{-4}$ и различных значениях параметра $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0=0;1;3;10$ – кривые 1,2,3 и 4 соответственно. Из рис. 2 видно, что с ростом $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0$, т.е. с ростом частоты ω, значения e_1 и γ, в основном, растут, а скорости их изменения по z уменьшаются. Здесь пространственные биения амплитуды e_2 второй гармоники связаны с геометрической дисперсией фазовой скорости продольных волн в стержне. На рис. 3 приведены графики зависимостей ε_1 – I, μ – II, γ – III и ε_2 – IV от ε_0 при $\delta=1$, $\xi=1/3$, $m=10^{-4}$ и различных значениях $\omega\tau_{1,2}$ и z: $\omega\tau_{1,2}=0$, $z=3\cdot10^4$ – линии 1, $\omega\tau_{1,2}=10^6$, $z=2\cdot10^6$ – линии 2. Пунктирные линии соот-

ветствуют зависимостям $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$, $\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0$. Из рис. 3 видно, что в начале (при малых ε_0, когда $\omega\tau_2\varepsilon_0 \ll 1$), – $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$. Далее, с ростом ε_0 наблюдаются следующие зависимости: при $\omega\tau_2 = 0$ – для амплитуды ε_1 имеет место насыщение (гистерезисные потери растут, $\mu(\varepsilon_0) \propto \varepsilon_0$, поэтому $\varepsilon_1 \approx const$), а при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \gg 1$ – гистерезисные потери насыщаются, $\mu(\varepsilon_0) \approx const$ и $\varepsilon_1 \propto \varepsilon_0$. Поведения $\gamma(\varepsilon_0)$ аналогично поведению $\mu(\varepsilon_0)$: при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \ll 1$ – $\gamma(\varepsilon_0) \propto \varepsilon_0$, а при $\omega\tau_2\varepsilon_0 \gg 1$ – $\gamma(\varepsilon_0) \approx const$. Что же касается зависимостей ε_2 от ε_0, то в начале при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 \ll 1$, – $\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0^2$, затем при $\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 > 1$, – они испытывают небольшие осцилляции, связанные с проявлением нелинейной дисперсии поликристалла, т.е. с зависимостью его нелинейного ДМУ от частоты волны, а в режиме насыщения ДЗ и ДМУ ($\omega\tau_{1,2}\varepsilon_0 \gg 1$) зависимость ε_2 от ε_0 близка к линейной ($\varepsilon_2 \propto \varepsilon_0$).

В заключение отметим, что знание амплитудно-частотных зависимостей нелинейных эффектов, возникающих при распространения первоначально гармонических волн в средах с частотно-зависимым насыщением гистерезисных ДЗ и ДМУ, необходимо при анализе результатов соответствующих экспериментов, проводимых с целью выявления физических механизмов гистерезисной нелинейности таких сред и получения их динамических уравнений состояния. Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в средах с гистерезисной нелинейностью и могут быть использованы для создания нелинейных методов акустической диагностики поликристаллических твердых тел и материалов [5]. Основу таких методов составляет обнаружение и выявление закономерностей нелинейных эффектов, возникающих при распространении и взаимодействии интенсивных первичных гармонических волн, включая генерацию вторичных волн на комбинационных частотах, отсутствующих в спектре первичных волн. Последнее обстоятельство обеспечивает высокую чувствительность обнаружения нелинейных дефектов, т.к. вторичные волны на комбинационных частотах генерируются, в основном, именно за счет этих нелинейных дефектов.

Работа выполнена в рамках Госзадания ИПФ РАН по теме № 0030-2019-0020 и поддержана РФФИ (грант N20-02-00215A).

[1] Давиденков Н.Н. // ЖТФ. 1938. Том 8, № 6. С. 483.
[2] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // Изв. Вузов-Радиофизика. 2013. Том 56, № 10. С. 762.
[3] Назаров В.Е., Кияшко С.Б. // ФММ. 2016. Том 117, № 8 С. 793.
[4] Naugol'nykh K.A., Ostrovsky L.A., Nonlinear Wave Processes in Acoustics. – Cambridge: Cambridge University Press, 1998, 298.
[5] Nazarov V.E., Radostin A.V. // Nonlinear Wave Processes in Elastic Microinhomogeneous Solids. – Chichester: Wiley. 2015. 251.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В РЕЗОНАТОРЕ

Д.В. Сахаров[1)], П.Н. Вьюгин[1)], И.Н. Диденкулов[1,2)]

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

Взаимодействие газовых пузырьков с акустическим полем является предметом исследований на протяжении многих лет, привлекая большое внимание как с научной, так и прикладной точек зрения. Явление кавитации и газовые пузырьки находят своё применение в разных сферах: от ультразвуковой очистки поверхностей от загрязнений и интенсификации физико-химических процессов до диагностики заболеваний и доставки лекарств в живые клетки посредством сонопорации.

На пузырьки, находящиеся в акустическом поле, действует сила радиационного давления. Несмотря на силу Архимеда, некоторые пузырьки в звуковом поле могут левитировать (зависать) в толще воды, а другие – всплывать, но сильно неравномерно (рывками). Некоторые пузырьки стремятся объединиться, а другие отталкиваются друг от друга. При наличии течения жидкости с пузырьками в резонаторе может проявляться другой эффект: периодически чередующиеся в пространстве зоны сгущения и разрежения пузырьков [1, 2].

Приведенный неполный перечень возможных явлений в жидкости с пузырьками в акустическом поле показывает многообразие и сложность физических процессов, управляющих их поведением. Для исследования этих явлений на кафедре акустики ННГУ была создана установка. В настоящей работе приводятся первые результаты наблюдений, сделанных с ее помощью.

Фотография установки приведена на рис. 1, а блок-схема – на рис. 2. Синусоидальный сигнал с генератора поступает на вход усилителя, а после усилителя через согласующее устройство на пьезокерамический излучатель, установленный на дне акустического резонатора. Акустические колебания, возбуждаемые в резонаторе, контролируются с помощью гидрофона расположенного в верхней части резонатора и визуализируются с помощью осциллографа. Поток жидкости через резонатор осуществляется с помощью насоса с буферным резервуаром и системой трубок. Установка позволяет организовать поток воды в резонаторе как снизу вверх, так и сверху вниз. Ввод и вывод воды осуществляется через штуцеры в нижней и верхней частях резонатора. Пузырьки создаются в подводящей трубке с помощью электролизного генератора пузырьков, напряжение на который подается с блока питания. Регистрация движения пузырьков в резонаторе осуществляется с помощью видеосъемки. С этой целью используется скоростная видеосистема VS-FAST.

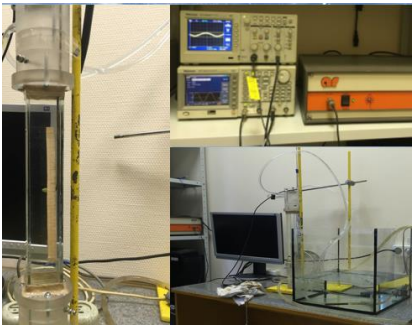


Рис. 1

Акустический резонатор выполнен из стекла в виде вертикального сосуда высотой 50 см квадратного сечения (40х40 мм^2) с толщиной стенок 4 мм.

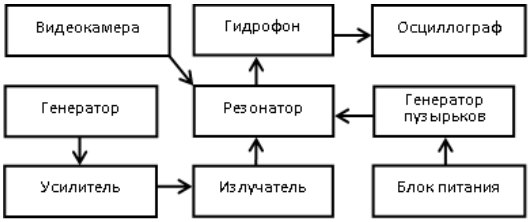


Рис. 2

Регистрация акустического поля в резонаторе осуществляется гидрофона, который может перемещаться в верхней части резонатора. С помощью насоса, резервуара с жидкостью и системы трубок регулируется скорость потока воды в резонаторе, которая измеряется по расходу жидкости. Количество создаваемых пузырьков регулируется путем изменения напряжения на блоке питания.

В начале работы производится настройка на резонансную частоту резонатора, обеспечивающую максимальное значение амплитуды поля. Поведение пузырьков регистрируется с помощью видеосистемы, и при последующей обработке можно измерять скорость движения пузырьков.

На созданной установке были проведены измерения распределения акустического поля. Измерения проводились на частоте одного из резонансов акустического резонатора 151 кГц, обеспечивающего максимальное значение величины акустического давления и режим стоячей волны.

Для дальнейшего анализа проведено сравнение экспериментально измеренного распределения акустического поля давления p стоячей волны в резонаторе с теоретическим. Акустическое поле p в таком резонаторе описываются системой мод, распределенных по двум координатам (x,y) в горизонтальном сечении резонатора. По вертикальной координате поле представляет собой две бегущие навстречу друг другу волны:

$$p = \sum_n a_n \cos\left(\frac{\pi n x}{d}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{d}\right) [\cos(wt - k_n z) + \cos(wt + k_n z)], \text{ где} \quad (1)$$

a_n – амплитуды мод, k_n – волновые числа мод, w – круговая частота, d – ширина резонатора по осям x и y.

Преобразуем наше распределение акустического поля:

$$p = \sum_n a_n \cos\left(\frac{\pi n x}{d}\right) \cos\left(\frac{\pi n y}{d}\right) \left[\cos(wt)\cos\left(z\sqrt{k^2 - 2\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2}\right)\right]. \quad (2)$$

Методом подбора была получена зависимость экстремумов (пучностей и минимумов) в распределении поля в акустическом резонаторе по вертикальной оси, учитывающая сумму четырех мод. Экспериментальное распределение амплитуды акустического поля было получено путем перемещения гидрофона вдоль вертикальной оси.

Сравнение экстремумов теоретической модели и данных измерений показано на рисунке 3. Пунктиром показана теоретическая зависимость, а результаты измерений – точками.

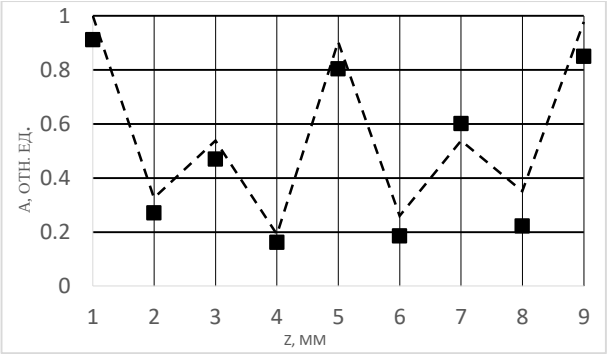


Рис. 3

С помощью видео камеры было зафиксировано движение пузырьков. При выключенном акустическом поле пузырьки равномерно всплывают под действием силы Архимеда, а при включении поля некоторые из них быстро сливаются. Кадры, демонстрирующие последовательное сближение двух пузырьков и их последующее слияние, приведены на рис. 4.

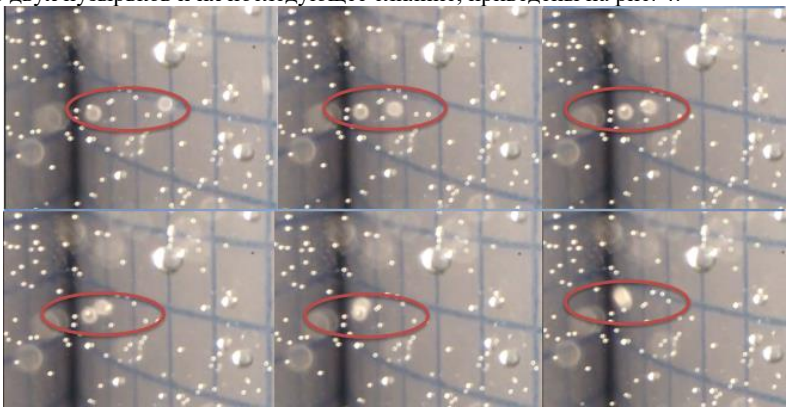


Рис. 4

Движение пузырьков в горизонтальной плоскости обусловлено действием радиационной силы, имеющей компоненту не только по вертикальной оси, но и в горизонтальной плоскости за счет неоднородного поля, представляющего собой сумму нескольких мод.

[1] Токмаков П.Е., Гурбатов С.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. // Вестник ННГУ. 2006. Сер. Радиофизика. Вып. 1(4). С. 31.
[2] Тихонов В.А., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 4. С. 445.

СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ МЕТОДОВ ЭЛАСТОГРАФИИ СДВИГОВОЙ ВОЛНОЙ НА РАЗЛИЧНЫХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ УСТАНОВКАХ НА ПРИМЕРЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФАНТОМА BP1901

А.Е. Спивак, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Измерение вязкоупругих характеристик разнообразных медико-биологических объектов с помощью различных методик эластографии сдвиговой волной все шире внедряется в клиническую практику и с некоторыми вариациями служит функцией ультразвуковых томографов разных фирм-производителей. Общие физические принципы измерения скорости сдвиговой волны и модулей Юнга подробно изложены, однако непосредственные механизмы реализации данной технологии, а самое главное, алгоритмы определения упругих характеристик сред являются коммерческой тайной и не доступны для ознакомления. В силу этого, возникает необходимость проведения исследований вязкоупругих характеристик калиброванных фантомов на томографах разных производителей. Это позволит ответить на вопросы, связанные с точностью измерений, а также сопоставить результаты, полученных на приборах с различными способами реализации метода эластографии сдвиговой волной.

Целью настоящего исследования являлось проведение сравнительной оценки точности выполнения эластографии сдвиговой волной ультразвуковыми системами разных производителей с использованием калиброванного фантома. В данной работе использовались три ультразвуковые системы: исследовательская система Verasonics, на которой были реализованы два метода ультразвуковой эластографии, Shear Wave Elasticity Imaging (SWEI) и Supersonic Shear Imaging (SSI) [1-2]; ультразвуковые системы экспертного класса Siemens Acuson S2000 и Supersonic Aixplorer, в которых используются методы SWEI и SSI соответственно.

Калиброванный эластографический фантом BP1901 от Blue Phantom представляет собой силиконовую модель молочной железы. Он содержит 11 искусственных неоднородностей. Все объекты были разделены на несколько групп: гиперэхогенные объекты, гиперэхогенные объекты в твердой оболочке, гипоэхогенные объекты, изоэхогенные объекты и объекты, имитирующие кисту [3].

В таблице приведены результаты измерений 11 вложений фантома и его среды. Как видно из результатов, наблюдается сближение измерений, выполненных на ультразвуковом томографе и исследовательской системе, использующей метод SSI при исследовании гиперэхогенных объектов. При измерении гипоэхогенных и изоэхогенных объектов наблюдается большая сходимость результатов, полученных на Verasonics, с результатами, полученными на Acuson. Особо следует отметить измерения объектов 2, 8 и 9, имитирующих кисту. Киста представляет собой жидкость, в которой невозможно сдвиг. Из-за этого формально невозможно определить скорость сдвиговой волны или модуль Юнга в этих объектах, что показывают измерения, проведенные методом SWEI и на экспертной системе Siemens Acuson. Однако при измерениях методом SSI и экспертной системой Supersonic Aixplorer мы наблюдаем небольшие значения модуля Юнга. Это можно объяснить особенностью обработки данных, а именно усреднением данных о скорости сдвиговой волны.

Табл.

Объект	Verasonics, SWEI	Verasonics, SSI	Siemens Acuson S2000	Supersonic Aixplorer
	Модуль Юнга, E, кПа			
Среда	51,34	54,12	52,17	75
Гиперэхогенные объекты				
1	236,81	144,72	96,11	171,18
5	158,91	165,73	189,13	179,8
11	153,37	144,07	163,39	179,02
Гиперэхогенные объекты с жесткой оболочкой				
3	39,39	55,7	48,72	67,075
10	62,88	65,32	51,92	79,95
Гипоэхогенные объекты				
4	32,67	64,03	56,25	70,05
7	34,4	40,38	52,67	68,1
Изоэхогенные объекты				
6	43,58	57,12	44,93	77,67
Имитатор кисты				
2	XX	2,4	XX	1,03
8	XX	5,14	XX	13,066
9	XX	3,12	XX	6,3

По итогам, можно утверждать, что для контрастных объектов все используемые системы (методы) показывают схожие результаты с высокой степенью достоверности. При измерении малоконтрастных (гипоэхогенных и изоэхогенных) объектов наблюдается большая сходимость результатов, полученных на Verasonics, с результатами, полученными на Acuson. При измерении кисты методом SSI могут появиться небольшие значения модуля Юнга, что можно объяснить спецификой обработки данных в методе, а не реальным смещением объекта.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание No. 0729-2020-0040).

[1] 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.

[2] Спивак А. Е., Демин И. Ю., Лисин А. А., Симонов А.Е. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. 2019. № 5. 1950102 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.

ДВИЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ В СИЛЬНЫХ ПОЛЯХ АКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ

Т.С. Викулова[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 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:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}\left(-P_g + P_0 + P(t) + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4\eta\dot{R}}{R}\right) = 0, \qquad (1)$$

где R – радиус пузырька, ρ – плотность окружающей жидкости (в нашем случае воды), P_g – давление газов смеси в пузырьке, P_0 – статическое давление, $P(t)$ – внешнее давление (связано с акустической силой), σ – 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:

$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{(2\pi)^2}{3\gamma}\frac{{\omega_0}^2}{\omega^2}\left(-P_g + P_0 + P(\tau) + \frac{2\sigma}{rR_0} + \frac{2\omega\eta\dot{r}}{\pi r}\right) = 0, \quad (2)$$

где ω_0 – резонансная частота пузырька, ω – частота колебаний поля.

В дальнейших расчетах мы пренебрегли силой поверхностного натяжения. Рассматривался случай гармонических колебаний акустического давления:

$$P(\tau) = P_a\, cos(2\pi\tau - kx) \quad (3)$$

Давление газа в пузырьке полагаем подчиняющимся адиабатическому закону:

$$P_g = P_0(\frac{R_0}{R})^{3\gamma} = \frac{P_0}{r^{3\gamma}}. \quad (4)$$

В уравнениях (3), (4) P_a – амплитуда акустического давления, γ – показатель адиабаты.

Уравнение (2) – 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 (≈3,3 МГц), P_0=10^5 Па, $\frac{\omega}{\omega_0}$=45, $\frac{P_a}{P_0}$=1,3, σ=72.86·10^{-3} Н/м, γ=1.4, ρ=1000 кг/м^3, η=8.6·10^{-4} Па·с, ω/ω_0 =45 => ω=4.55·10^5 рад/с (≈70 кГц).

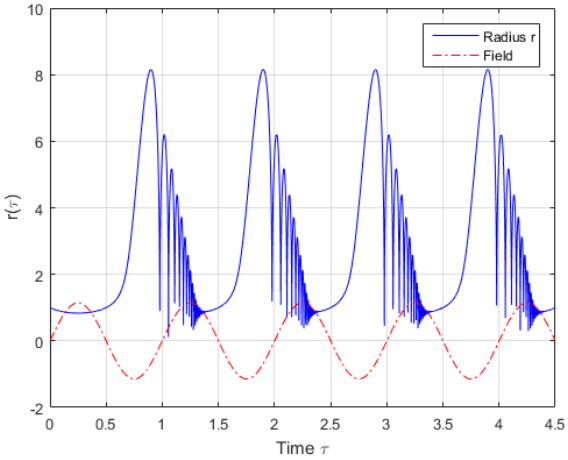


Рис. 1

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:

$$F_{av} = -\frac{1}{2} < V\nabla P^* >, \quad (5)$$

где $V=(4/3)\pi R^3$ – 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.

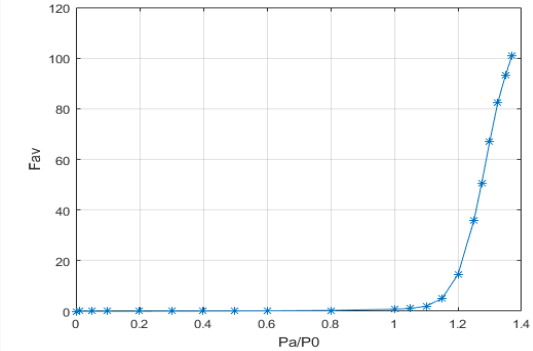


Рис. 2

По вертикальной оси на графике отложено значение силы, а по горизонтальной – отношение $(P_a/P_0)^2$. Расчеты показали, что при малых амплитудах акустического поля ($P_a/P_0 \leq 1$) радиационная сила пропорциональна квадрату амплитуды поля, а при больших значениях меняется существенно быстрее (показатель степени ≈20).

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 амплитуде пространственной модуляции концентрации пузырьков.

Работа выполнена при частичной поддержке РНФ (проект № 19-12-00256) и РФФИ (грант 2019-02-00317).

[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. Том 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.

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАТУХАНИЯ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ, ПОКРЫТОЙ НЕСПЛОЧЕННЫМ ЛЬДОМ

Д.В. Вострякова[1, 2], Г.Е. Хазанов[2], С.А. Ермаков[1, 2, 3], В.А. Доброхотов[1, 2]

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

Как известно, лед на начальном этапе своего формирования может представлять собой достаточно разнообразные формы, например, такие как, снежное сало, снежура, блинчатый лед и др. Такой фрагментированный лед воздействует на поверхностные волны аналогично очень вязкой жидкости, приводя к затуханию волн, однако взаимосвязь между характеристиками льдин и затуханием волн к настоящему моменту недостаточно исследована. Области затухания волн на радиолокационных изображениях могут ошибочно интерпретироваться как поверхностные загрязнения. В данной работе представлены результаты лабораторного эксперимента по исследованию затухания регулярных волн и нерегулярных ветровых волн в присутствии льдин разного размера. Получены зависимости коэффициента затухания поверхностных волн от частоты для различных размеров льдин и различных площадей, занятых льдинами, сделаны теоретические оценки эффекта.

Эксперименты проводились в кольцевом ветроволновом бассейне ИПФ РАН. В качестве имитатора льдин использовались кусочки моющей поролоновой губки. Увлажненная губка возвышалась над поверхностью воды примерно на одну десятую долю ее толщины, подобно льдинам. Проводились серии экспериментов с разным размером «льдин» и разной площадью покрытия. Схема экспериментальной установки и представлена на рис. 1. Регулярные волны определенных частот (от 2.5 Гц до 5 Гц) генерировались волнопродуктором (1 (а)), ветровые волны – вентилятором (1(б)). На расстоянии 1 м от волнопродуктора устанавливалась сетка (3), не препятствующая прохождению волн, но задерживающая губки на месте. Перед областью, покрытой льдинами (4), и после сетки устанавливались два волнографа (5), осуществлявшие измерения амплитуды и частот падающей и прошедшей через «ледяной покров» волн. Колебания губок фиксировалось камерой (5).

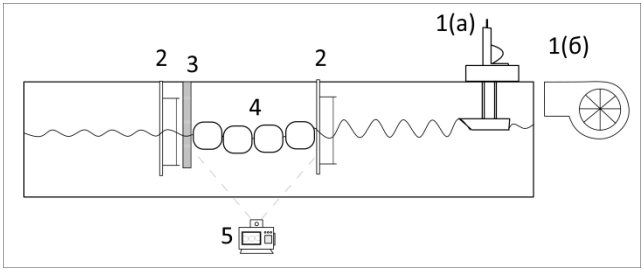


Рис. 1

По спектрам волнений, полученным с помощью волнографов, определялись значения декремента затухания как

$$\gamma_{exp} = -\frac{1}{L} ln \frac{A_2}{A_1}, \text{где} \quad (1)$$

L – длина области, покрытой «льдом», A_1и A_2– амплитуды волны до и после прохождения области “льда”.

В результате были получены зависимости коэффициента затухания поверхностных волн от частот волн для различных размеров льдин и площадей, занятых льдинами. На рис. 2 представлены графики зависимости коэффициента затухания от безразмерного коэффициента – отношения длинны неоднородности (размер одной губки в направлении распространения волн $L_{неодн}$) к генерируемой длине волны λ. Верхний график соответствует затуханию волн, вызванных ветром скоростью 1.8 м/с, нижний график – затуханию регулярных волн.

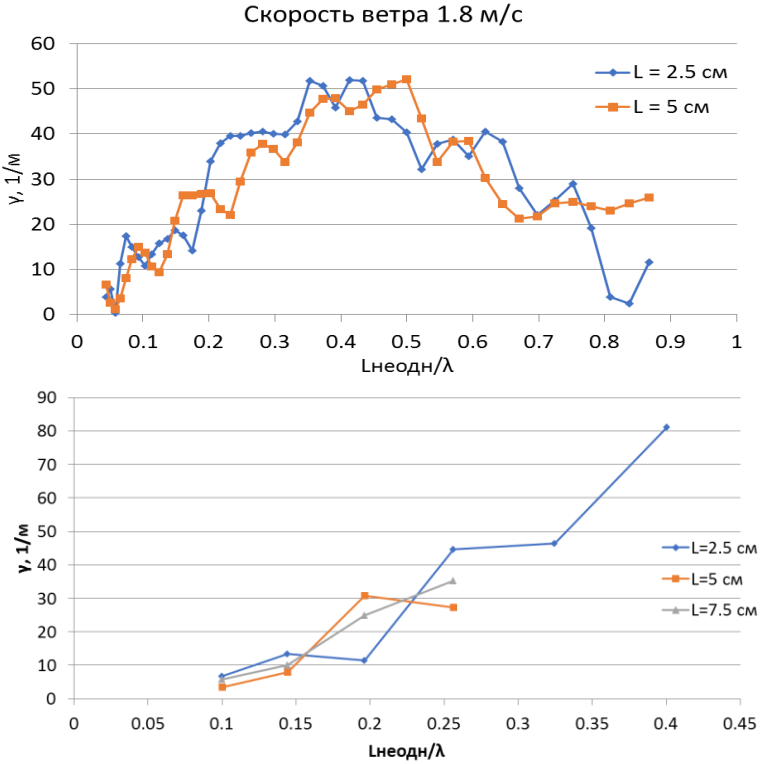


Рис. 2

Как видно на графиках, для регулярных и ветровых волн коэффициент затухания при изменении площади «ледового» покрытия практически не меняется, однако существенно зависит от отношения размера неоднородности к длине волны. Для ветрового волнения коэффициент затухания демонстрирует локальный максимум, когда размер льдины составляет примерно половину длины волны.

Для теоретической оценки полученных результатов, найдем силу, действующую со стороны потока жидкости на тело [1]. Будем рассматривать двумерную задачу в плоскости XZ, где ось X отложена вдоль направления распространения волны, а ось Z вертикально вглубь бассейна. Рассмотрим надвигающийся на тело вдоль оси X поток жидкости с медленно меняющимся профилем скорости в безграничном пространстве. Медленность изменения скорости означает, что $\frac{\Phi}{\nabla\Phi} \ll L_{\text{неодн}}$, где $U = \nabla\Phi$ – скорость потока. Эффектами, связанными с наличием свободной поверхности пренебрежём. Силу динамического давления жидкости на тело (или силу сопротивления) с использованием уравнения Бернулли можно представить в виде

$$\boldsymbol{F} = -\rho \iint\limits_{S_B} \left[\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}\nabla\varphi * \nabla\varphi\right]\boldsymbol{n}dS \text{ , где} \qquad (2)$$

φ – потенциал скорости, ρ- плотность тела.

Для оценок учтем только одну компоненту тензора присоединенной массы вдоль оси x, из-за движения тела вдоль той же оси, а именно m_{xx}. Тогда горизонтальная компонента силы сопротивления описывается выражением:

$$F_x \approx (\rho V + m_{xx})\left[\frac{\partial U}{\partial t} + (U - U_1)\frac{\partial U}{\partial x}\right] - m_{11}\frac{dU}{dt}\text{, где} \qquad (3)$$

V – объем вытесненной телом жидкости.

Силу оценим, полагая, что U – орбитальная скорость жидкости в поверхностной волне, U_1- скорость тела, $m_{xx} \approx \rho V \ln\left(1 + \frac{L^2_{\text{неодн}}}{h^2}\right)$, h – вертикальный размер тела.

Коэффициент затухания волн можно оценить как отношение диссипации энергии из-за силы сопротивления к полной энергии волны.

$$\gamma = -\frac{F_x U}{2E}. \qquad (4)$$

На рис. 3 представлено сравнение теоретической (треугольник) и экспериментальной (квадрат) зависимостей коэффициента затухания от безразмерного параметра отношения размеров области, занятой губками к длине волны.

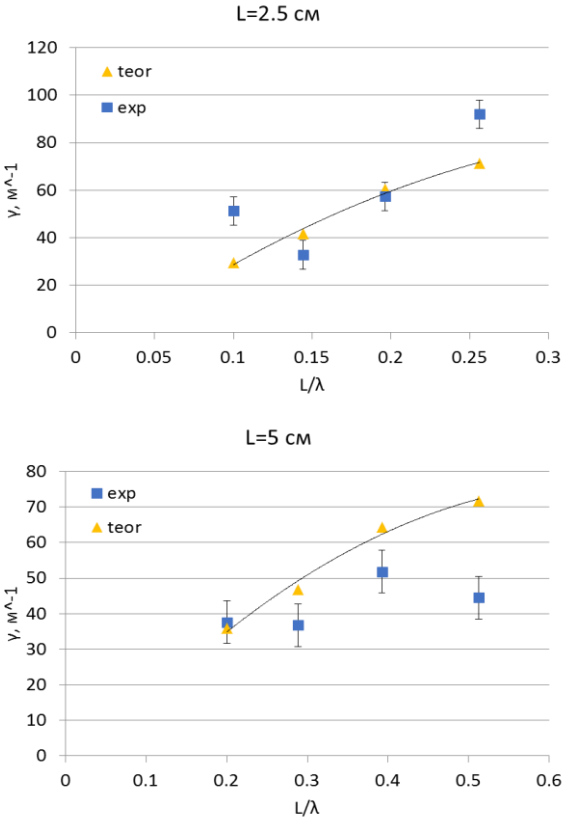


Рис. 3

Результаты теоретической оценки, при сравнении с экспериментальными данными показали хороший результат.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 20-05-00561 А).

[1] Newman J. N. Marine hydrodynamics. – Cambridge, MA: The MIT Press. 2017. 426 p.

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭВОЛЮЦИИ ШИРОКОПОЛОСНОГО ИНТЕНСИВНОГО ШУМА (НА ПРИМЕРЕ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУИ LTRAC)

А.А. Лисин, И.Ю. Демин, С. Н. Гурбатов, А.Е. Спивак, А.В. Тюрина, С.А. Карабасов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Важность нелинейных эффектов для распространения струйного шума высокой интенсивности была предметом активных исследований с момента первого полета «Конкорда», когда измерения пролета над проливом показали аномальное усиление высокочастотной части спектра шума по сравнению с линейным модели. Более поздние исследования, в которых изучается шум реактивного двигателя на полной мощности, показывают, что нелинейные искажения акустических спектров оказывают значительное влияние на шумовое поле. Кроме того, эффекты нелинейного отражения волн важны в акустическом ближнем поле для наземных измерений.

Параллельно с экспериментальными усилиями, нелинейное распространение шума струи, которое включает в себя эффекты нелинейного увеличения крутизны волны и слияния скачков уплотнения, было предметом нескольких исследований. В акустическом дальнем поле такие волновые процессы приводят к формированию шумовых спектров треугольной формы, что типично для нелинейных акустических процессов, таких как эффекты обострения волны.

Важной проблемой в этой области является определение поведения волны вдали от источника излучения для стохастических исходных форм волны, определенных на некотором расстоянии от источника турбулентности. Ключевым уравнением распространения нелинейных сферических волн в вязких средах без дисперсии является обобщенное уравнение Бюргерса:

$$\frac{dV}{dr}+\frac{V}{r}-\frac{\beta}{C^2}V\frac{dV}{dt}=\frac{b}{2C^3\rho}\frac{d^2V}{dt^2}, \qquad (1)$$

после некоторых преобразований основное уравнение Бюргерса приводится к канонической одномерной форме:

$$\frac{dU}{dR}-U\frac{dU}{d\tau}=\varepsilon g(R)\frac{d^2U}{d\tau^2}, \qquad (2)$$

где переменные определены следующим образом: $U=\frac{r}{r_0}\frac{V}{V_0}$, $\tau=\omega_0 t$, $x=\frac{r-r_0}{r_{nl}}$, $R_0=\frac{r_0}{r_{nl}}$, $R=R_0\ln\frac{R_0+x}{R_0}$, $r_{nl}=\frac{C^2}{\beta\omega_0 V_0}$, $r_l=\frac{2C^3\rho}{b\omega_0}$, $g(R)=\exp(\frac{R}{R_0})$

Двумя важными безразмерными параметрами, которые входят в определение обратного акустического числа Рейнольдса, $Re_a^{-1}=\varepsilon=r_{nl}/r_{lin}$ являются характерное расстояние, на котором становится важным эффект вязкой диссипации, и характерное расстояние, на котором развивается нелинейное укручение плоской волны, приводящее к нелинейному взаимодействию волн. Уравнение (2) решается в спектральной области с использованием схемы прямого интегрирования Эйлера

$$V(\omega, R + \Delta R) = V(\omega, R) + \frac{1}{2} i\omega F[(F^{-1}[V(\omega, R)])^2]\Delta R - \varepsilon * exp\left(\frac{R}{R_0}\right)\omega^2 V(\omega, R)\Delta R), \quad (3)$$

где F и F^{-1} обозначают прямое и обратное преобразование Фурье, а шаг интегрирования ΔR выбран достаточно малым для численной точности.

Сверхзвуковой недорасширенный струйный поток, используемый как начальные условия, соответствует условиям эксперимента, проведенного в Лаборатории исследования турбулентности в аэрокосмической сфере и горении (LTRAC) [1]. В эксперименте LTRAC сжатый воздух подается в водоотводящую камеру при температуре примерно T_k=288K. Камера статического давления соединена со смесительной камерой в нормальных атмосферных условиях, где были проведены измерения скорости изображения частиц с высоким разрешением (PIV). Сжатый воздух выходит из осесимметричного сопла D_j = 15mm с острой кромкой толщиной 5 мм. Условия полностью расширенного потока соответствуют M_{fe} = 1.59, NPR = 4.2, D_{ef} = 16.73mm и Re = 1.06* 10^6. Сопло имеет соотношение площадей на входе и выходе 93,44 с короткой полностью сходящейся секцией, так что поток на выходе является звуковым со скоростью U_j = 310m/s. Сходящаяся секция состоит из профилированной стенки с радиусом кривизны 67,15 мм и короткой параллельной секции на выходе.

Для моделирования течения струи LTRAC выполняется монотонно интегрированное моделирование больших вихрей (MILES) с использованием метода CABARET с высоким разрешением. Свойства CABARET включают низкую дисперсию и погрешность рассеяния, которые достигаются с помощью компактного вычислительного шаблона с использованием ступенчатых переменных и явного асинхронного шага по времени, что обеспечивает хорошую эффективность с неоднородными сетками. Неоднородные сетки генерируются в результате полуавтоматического процесса, доступного в утилите OpenFOAM «snappyHexMesh» (sHM). Визуализация сравнения результатов эксперимента и модели представлены на рис. 1.

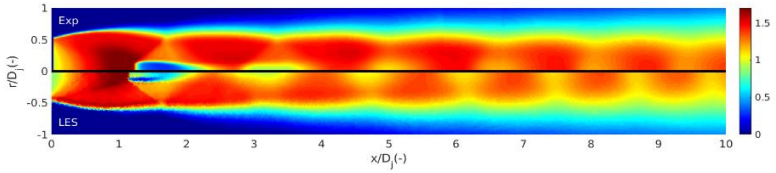


Рис. 1

Сетка LES струи LTRAC содержит 41 миллион ячеек и начинается от среза сопла. Условия втекания на выходе из сопла задаются с использованием потоковой и радиальной средней скорости потока из данных PIV путем наложения звуковых условий на выходе из сопла и допущения того же давления торможения, что и в камере выше по потоку. Сетка локально уточняется около кромки сопла, а разрешение сетки в продольном, радиальном и азимутальном направлениях составляет Δx/ D_j = 0.02, Δr/ D_j = 0.011, и rΔθ/ D_j = 0.02.

Для частот выше, текущее решение LES недостаточно разрешено. Важно отметить, что основной пик спектров BBSAN около 0,4-0,5 хорошо улавливается решением LES, особенно при угле наблюдения 120^0. Пик горба BBSAN на 12-15 дБ выше, чем амплитуда частот около 0,2-0,3, что соответствует пиковому шуму смешения струи для тех же углов бокового наблюдения и отражено на рис. 2.

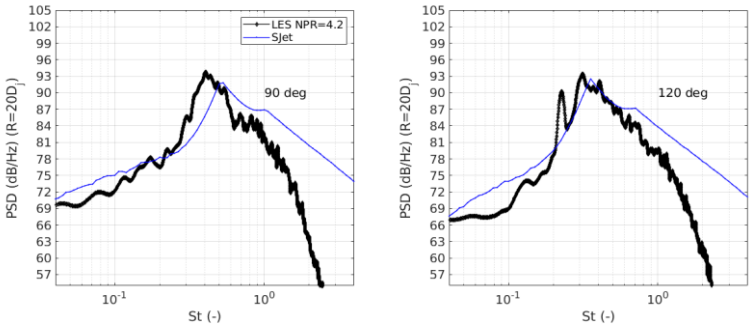


Рис. 2

Чтобы задать начальные условия для модели Бюргерса, решение спектров давления, полученное методом FW-H, преобразуется в флуктуацию акустической скорости с допущением линейной зависимости между амплитудами давления и пульсаций скорости $U'(f) = \frac{p'(f)}{\rho_\infty c_\infty}$ в соответствии с линейной моделью акустической волны $\frac{r}{D_j} = 20$. Рассмотрены два начальных условия распространения сферической волны: спектры акустической скорости, полученные из решения LES-FW-H под углом наблюдателя 90 ° и 120 °. Для обоих двух условий соответствующая частота распространения звуковой волны оценивается по пиковой частоте BBSAN, которая для струи LTRAC составляет 13,12 кГц [2].

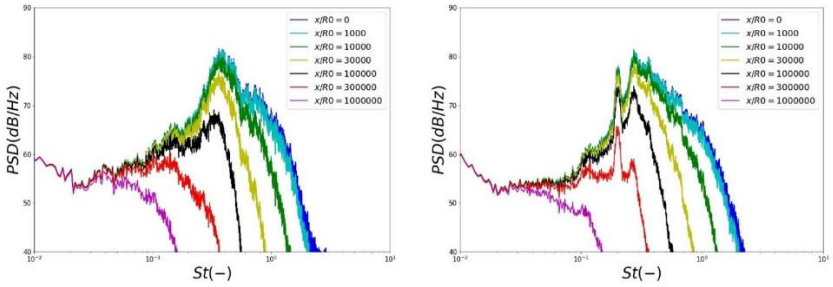


Рис. 3

Чтобы количественно оценить влияние нелинейности на распространение шума струи LTRAC в дальней зоне, решения уравнения Бюргерса для тех же начальных

условий пересчитываются без квадратичного члена скорости. Сравнение нелинейного и линейного решений модели Бюргерса для двух типичных расстояний от источника, соответствующих спектрам шума LES-FW-H при угле наблюдения 120 °. Сравнение для начальных условий при угле наблюдателя 90 ° очень похоже, поэтому не включено. Линейное и нелинейное решения полностью совпадают, что подтверждает, что влиянием нелинейности на распространение шума в дальней зоне струи LTRAC можно пренебречь.

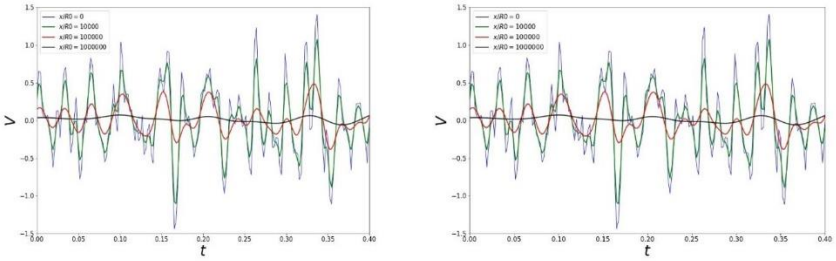


Рис. 4

На рисунке 4 показано сравнение мгновенных флуктуаций скорости (отдельные реализации стохастического решения) модели Бюргерса для того же начального условия. Опять же, линейные и нелинейные решения сравниваются на нескольких расстояниях от источника. Ясно, что нелинейное решение Бюргерса качественно не отличается от линейного: фронты акустических волн не обнаруживают значительного укручения. Это объясняет, почему для рассматриваемой струи LTRAC нелинейность не играет роли для формирования спектров шума в дальней зоне.

Путем сравнения нелинейного и линейного решений уравнения Бюргерса для одних и тех же начальных данных в широком диапазоне расстояний от источника до 18 миллионов начальных диметров струи было установлено, что распространение нелинейных волн не играет существенной роли. в формировании характерных шумовых спектров треугольной формы, характерных для нелинейных акустических волн. Следовательно, случай рассматриваемой струи LTRAC попадает в категорию мелкомасштабных сверхзвуковых струй, где нелинейные волновые эффекты, важные для струи в ближнем поле, становятся совершенно незначительными для распространения акустической волны в дальней зоне.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ, проект 19-12-00256.

[1] Tan D.J., Honnery D., Kalyan A., Gryazev V., Karabasov S.A., Edgington-Mitchell D. // Equivalent Shock-Associated Noise Source Reconstruction of Screeching Under-expanded Unheated Round Jets", AIAA Journal: 1-15, 2018.

[2] Gurbatov S.N., Rudenko O.V., Tyurina A.V. // Singularities and spectral asymptotics of a random nonlinear wave in a nondispersive system, Wave Motion. 2020. Vol. 95. 102519.

РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛАСТОГРАФИИ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГАР-ФАНТОМА СКЕЛЕТНОЙ МЫШЦЫ

П.М. Синицын, И.Ю. Демин, А.А. Лисин, А.Е. Спивак, В.В. Пыркова, Ю.В. Синицына

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время в ультразвуковой медицинской диагностике активно используется метод эластографии сдвиговой волной – метод качественного и количественного анализа упругих свойств тканей. В методе точечной эластографии (point shear wave elastography, pSWE) сдвиговые волны возникают вследствие воздействия на среду давления сильного сфокусированного ультразвукового импульса. 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), которая расположена в лаборатории «МедЛаб» кафедры акустики ННГУ им. Н.И. Лобачевского. В работе О.В. Руденко предложена струнная модель скелетной мышцы - мелкослоистая среда, моделирующаяся периодически чередующимися слоями толщиной h_1, и h_2, сдвиговые упругости и плотности которых равны μ1, ρ1 и μ2, ρ2 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 новый вид фантомов, ранее не исследуемый.

1.Фантом из агара с гитарными струнами. Технология изготовления.

Фантом скелетной мышцы был представлен в виде емкости, в которой между двумя противоположными пластинами были расположены нейлоновые струны. Пространство между струнами было залито раствором 2,5% агара с добавлением глицерина в качестве пластификатора и карбоната кальция для усиления эхогенности среды (см. рис. 1). Для придания материалу фунгицидных свойств в него был внесен флуконазол.

Рис. 1

Измерение значения скорости сдвиговой волны вдоль и поперёк струн было проведено на акустической системе Verasonics с открытой архитектурой, с использованием линейного датчика L7-4 (частота 5МГц).

2.Эксперимент. Обратная задача – определение модулей сдвига агара и струн из экспериментальных данных.

В ходе эксперимента снимались значения скорости сдвиговой волны вдоль, поперек. Этот эксперимент по содержанию был приближен к стандартному исследованию пациента, осуществляемому врачами-диагностами. В реальных задачах медицинской диагностики медиков интересуют параметры ткани не в отдельной точке, а в определенном ROI (Region Of Interests). Поэтому в ходе этого эксперимента в срезе фантома выделялся ROI размером несколько миллиметров.

В ходе эксперимента были получены следующие значения скорости:

C_{PAR} = 3,3 (м/с) и C_{ORT} = 7,4 (м/с)

Для решения обратной задачи по определению модулей сдвига желатина и струн из экспериментальных данных (по измерению скорости сдвиговой волны вдоль и поперек натянутых струн) преобразуем выражения (1) и (2). Решать систему уравнений для модулей сдвига μ_1 и μ_2 будем графически. Поэтому выразим (1) и (2) в виде системы нелинейного (3) и линейного (4) уравнений:

$$\mu_2 = \frac{{C_{ORT}}^2 h_2(h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{(h_1 + h_2)^2 - \frac{{C_{ORT}}^2 h_1(h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{\mu_1}} \quad (3)$$

$$\mu_2 = \frac{{C_{PAR}}^2(h_1\rho_1 + h_2\rho_2)}{h_2} - \frac{h_1}{h_2}\mu_1. \quad (4)$$

Для построения графиков (3) и (4) как функций $\mu_2=f_1(\mu_1)$ и $\mu_2=f_2(\mu_1)$ соответственно используем числовые значения, которые использовались при построении струнной модели скелетной мышцы (приведены в таблице). По данным приведенным в таблице и значениям C_{PAR} и C_{ORT}, приведенным выше, построим и соединим графики $\mu_2=f_1(\mu_1)$ и $\mu_2=f_2(\mu_1)$.

Таблица

Обозначение	Расшифровка обозначения	Размерность	Значение
$\rho_{стр}$	плотность струны	кг/м^3	1118
$\rho_{жел}$	плотность агара	кг/м^3	900
$h_{стр}$	толщина струны	м	0,36x10-3
$h_{жел}$	толщина агара	м	10,36x10-3

По полученному графику получаем решение системы уравнений(3-4):
модуль сдвига агарового фантома *μ2* =11,3 кПа
модуль сдвига струн *μ1* = 1,1 МПа.

Таким образом, разработанная нами струнная модель фантома имитирует одновременно и упругие характеристики центральной части мышцы и малоэластичных соединительнотканных волокон, что позволит в дальнейшем использовать ее для модельных экспериментов с имитацией повреждений и патологий скелетных мышц. 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.

[1] Руденко О. В., Цюрюпа С. Н., Сарвазян А. П. Скорость и затухание сдвиговых волн в фантоме мышцы - мягкой полимерной матрице с вмороженными натянутыми волокнами // Акустический журнал. 2016. Т. 62, № 5. С. 609.

[2] Спивак А.Е., Лисин А.А., Шнейдман Д.Д., Демин И.Ю. Исследование вязкоупругих свойств скелетной мышцы на акустической системе Verasonics с применением системы обработки данных в реальном времени // Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине – 2018: Сборник статей Всероссийской школы-семинара / под ред. проф. Д. А. Усанова. – Саратов: Изд-во Саратовский источник. 2018, с. 49.

[3] Khalitov R.Sh., Gurbatov S.N., Demin I.Yu. // Physics of Wave Phenomena. № 1. 2016. P. 73.

ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОМ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ: ВЛИЯНИЕ ОТКЛОНЕНИЯ АНТЕННЫ В КАНАЛЕ

А.И. Малеханов[1, 2], А.В. Смирнов[2]

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

Для определения эффективности работы вертикальной антенной решетки (АР) в океаническом волноводе требуется рассмотреть множество различных аспектов задач генерации, распространения, приема и обработки сигнала, проходящего через сложную случайно-неоднородную среду. Ключевой особенностью отличия эффективности работы АР в многомодовом волноводе от свободного пространства является зависимость от размещения АР в канале распространения. При заранее выбранных методах обработки (в том числе оптимальных [1-4]) и неизменном сигнально-помеховом сценарии можно оптимизировать положение АР в канале, изменить ее геометрические размеры и структуру (неэквидистантность ее элементов) с целью повышения коэффициента усиления (выигрыша) – критерия эффективности её работы.

В этой работе продолжено изучение [5-6] влияния положения элементов АР при постоянном модовом спектре сигнала и сильного анизотропного шума (собственные шумы океана, описываемые моделью [7]). По отношению к работам [5-6] (изучено влияние эффектов в идеальном зеркальном волноводе) проведено исследование ортогональных свойств мод на приемной АР в реалистичном океаническом волноводе на примере каналов мелкого и глубокого морей. Рассмотрено влияние отклонения АР от вертикали на изменение выигрыша. Проведено сравнение выигрыша АР при последовательной настройке весового вектора на каждую из мод волновода G_m с выигрышем, полученным при оптимальной линейной обработке G_{lin} и квадратичной обработке G_{opt}.

Постановка задачи и основные уравнения

Пространственные распределения на входе N-элементной АР полезного сигнала $\mathbf{s}$ и шума $\mathbf{n}$ 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 $\mathbf{u}_\mathrm{m}$ – регулярные модовые распределения (векторы), $\mathrm{a_m}$ и $\mathrm{b_m}$ – модовые амплитуды сигнала и помех, соответственно; $\mathbf{n}_0$ – пространственно-белый шум единичной мощности. Модель (1) позволяет продвинуться достаточно далеко в плане анализа задач обработки, специфичных для вертикальных АР. Особый интерес представляют ситуации, когда сигнал и помехи формируются достаточно большим количеством мод, а распределения их интенсивностей по модам существенно различны. Тогда 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 выигрышей:

$$G_m = \frac{(\boldsymbol{QM}_S\boldsymbol{Q})_{mm}}{(\boldsymbol{QM}_N\boldsymbol{Q})_{mm}+\boldsymbol{Q}_{mm}} \times \frac{N+\langle \boldsymbol{b}^+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{b}\rangle}{\langle \boldsymbol{a}^+\boldsymbol{Q}\boldsymbol{a}\rangle},$$
$$G_{lin} = \frac{\lambda_1 Sp\boldsymbol{R}_{Noise}}{Sp\boldsymbol{R}_S},\ G_{opt} = \frac{\sqrt{Sp\left(\left(\boldsymbol{R}_{Noise}^{-1}\boldsymbol{R}_S\right)^2\right)}Sp\boldsymbol{R}_{Noise}}{Sp\boldsymbol{R}_S}. \quad (2)$$

Здесь размерность всех матриц и векторов определяется величиной M, $\mathbf{M}_\mathrm{S} = \langle \mathbf{a}\mathbf{a}^+\rangle$ и $\mathbf{M}_\mathrm{N} = \langle \mathbf{b}\mathbf{b}^+\rangle$ – матрицы взаимных корреляций модовых амплитуд сигнала и помех, соответственно; $\mathbf{Q} = \mathbf{U}^+\mathbf{U}$ – матрица ортогональности модовых векторов, которую можно интерпретировать как матрицу разрешающей способности АР в модовом пространстве; $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_\mathrm{m}]$ – матрица модовой структуры волновода, состоящая из M векторов-столбцов $\mathbf{u}_\mathrm{m}$, Sp – след матрицы; В предельном случае, когда плотная АР перекрывает весь волновод, матрица $\mathbf{Q}$ становится диагональной, что отвечает случаю полного разрешения модовой структуры. 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).

Результаты численного моделирования и выводы

Моделирование проведено нами для простейшего случая диагональной матрицы $\mathbf{M}_\mathrm{S}$ межмодовых корреляций сигнала в случае низкомодового и среднемодового сигнала $\langle|\mathrm{a_m}|^2\rangle$ с модовым спектром интенсивности в виде гауссовой кривой $(\mathrm{m}_0, \boldsymbol{\sigma})$. Шумы океана не имеют взаимных корреляций по модам в силу множественности их источников, а интенсивности $\langle|\mathrm{b_m}|^2\rangle$ рассчитывались согласно выражениям из работы [7]. Расчеты в случае мелкого моря проведены для канала (глубина $\mathrm{H} = 100$ м) с постоянной скоростью звука $\mathrm{c(z)} = 1500$ м/с открытым к поверхности (условия зимы на Баренцевом море) и дном в виде жидкого полупространства. Продольная и поперечная скорость звука в дне $\mathrm{c_l} = 1800$ м/с и $\mathrm{c_l} = 0$ м/с соответственно, декремент затухания 0.2 дБ/(км*Гц). Антенна настроена на частоту $\mathrm{f_0} = 300$ Гц (длина волны $\lambda = 5$ м), верхний элемент размещен на глубине $\mathrm{z_1} = 2.5$ м. Плотности воды и жидкого дна составляют 1 и 2 г/см^3 соответственно. Число мод дискретного спектра $\mathrm{M} = 22$. Здесь и далее входное ОСШ на элементе АР по отношению к анизотропной помехе составляет -30 дБ, а к собственным шумам АР («белый» шум) 6 дБ. Результаты расчета мод и спектра волновых чисел получены с помощью программы The Kraken Normal mode.

Мы демонстрируем на рис. 1 дополнительный выигрыш $\mathrm{G_m}$ плотно заполненной элементами "перекрывающей" мелководный канал АР ($\mathrm{N} = 32$, межэлементное расстояние $\mathrm{d} = \lambda/2$, длиной $\mathrm{L_a} = 77.5$ м), связанный с разделением низкомодового (см. кривая А) / среднемодового (кривая Б) спектров сигнала и высокомодового спектра шума (также показано на примере других каналов [5-6]). При этом разница с величиной выигрыша при оптимальных методах обработки не превышает 1 дБ. Таким образом, прием низкомодового сигнала на фоне высокомодового шума дает выигрыш, не связанный с геометрией АР, и в дальнейшем мы рассматриваем этот сигнально/помеховый сценарий.

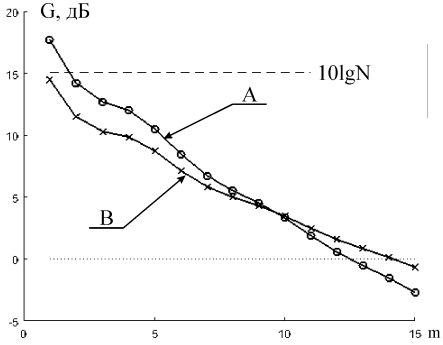


Рис. 1

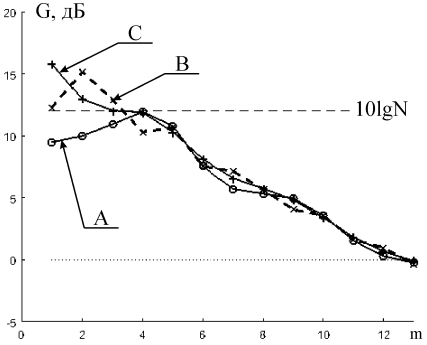


Рис. 2

Отклонение АР от вертикали за счет относительного смещения отдельных ее элементов из-за течений или движения судна, к которому закреплена антенна, приводит к изменению величины выигрыша G_m за счет укорачивание апертуры и увеличение плотности её заполнения элементами. Для обнаружения этого эффекта мы рассмотрели идеализированный случай отклонения: АР отклоняется как целое, не меняя форму и сохраняя межэлементное расстояние. В результате моделирования отклонения АР ($N = 32$, $d = \lambda/2$) получена зависимость ее выигрыша (максимального G_m, G_{lin} и G_{opt}) от угла отклонения. При незначительных углах ($< 30°$) изменение величин не превышало 1 дБ. Однако, в зависимости от частоты приема, точки закрепления верхнего элемента и типа канала может быть найден такой угол отклонения (обычно $< 50° - 60°$) при котором достигаемые выигрыши становятся максимальными, что приводит нас к выбору межэлементного расстояния ¬ эквиваленту короткой вертикальной АР с тем же N. При больших углах АР теряет свои направленные свойства, моды становятся не ортогональными. Отметим, что при расчете выигрыша учитывалась лишь проекция элементов на вертикаль (набег фаз вдоль протяженной АР не учитывались) и при больших углах (более 45°) антенну уже сложно назвать вертикальной. Предложенный способ эффективно показывает лишь качественное изменение выигрыша от межэлементного расстояния. На рис. 2 проиллюстрирована зависимость выигрыша G_m АР ($N = 16$) от номера моды при разной степени перекрытия канала. Во-первых, мы видим, что существуют моды m^* с максимальным G_m в случае разных межэлементных расстояний (кривая A – $d = \lambda/4$, B – $d = \lambda/2$, C – $d = \lambda$,), что связано с неортогональностью этих низких мод (например, $m^* = 2$ для $d = \lambda/2$) с соседними энергонесущими модами сигнала и с ортогональностью с высокими модами шума. Во-вторых, эти максимальные G_m уступают G_{lin} и G_{opt} не более чем на 1 дБ, что означает квазиаптимальность выбора весового вектора. В-третьих, по мере увеличения межэлементного расстояния (уменьшения угла отклонения для АР с $d = \lambda$) растет значение максимального выигрыша, что и видно в иерархии кривых "A-B-C". Тем не менее, оптимальное межэлементное расстояние соответствует $d \approx 0.62\lambda$ (отклонение на 52° для АР с $d = \lambda$), и, не смотря на меньшие значение G_{lin} и G_{opt} по сравнению с нулевым углом, $G_{m=2}$ составляет 16.7 дБ, что выше на 1 дБ, чем достигает G_m $d = \lambda$.

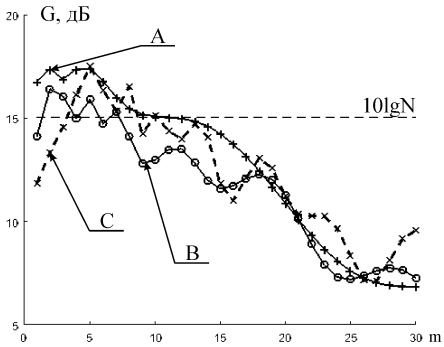


Рис. 3

Моделирование также проведено для глубокого моря на примере черноморского канала с глубиной водного слоя $H \approx 1000$: с промеренным профилем скорости звука до 300 м ($c(0) = 1504.95$ м/с, ось канала $c(74) = 1464.35$ м/с, $c(300) = 1473.76$ м/с, $c(z > 300)$ – линейная экстраполяция, плотность 1.0115 г/см^3) и дном в виде жидкого полупространства с теми же параметрами, что и для канала мелкого моря. Число мод дискретного спектра $M = 232$. На рис. 3 показано изменение выигрыша АР G_m от номера моды при перемещение АР как целого ($N = 32$, $d = \lambda/2$, $L_a = 77.5$ м) в канале глубокого моря. При погружении АР (кривая А $z_1 = 2.5$ м, В $z_1 = 80$ м, С $z_1 = 157.5$ м), настроенной на моды волновода максимальный выигрыш G_m меняется с увеличением номера моды. Это связано с ортогональностью сигнальной моды в заданной области канала с помеховыми модами и частичной неортогональностью с соседними сигнальными модами. Смещение же максимума также обусловлено тем, что высокоэнергетические низкие моды сигнала при смещении АР на достаточную глубину становятся не ортогональными шумовым модам с высокими номерами. Отличие от оптимальной квадратичной обработки G_{opt} не превышает 2 дБ.

Таким образом, 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.

Работа выполнена при 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] Вдовичева Н.К. и др. // Акуст. журн. 1997. Т. 43, № 6. С. 769.
[4] Gorodetskaya E.Yu. et al. // IEEE J. Ocean. Eng. 1999. Vol. 24, № 2. P. 156.
[5] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Ученые зап. физ. фак-та МГУ. 2017. № 5. 1750121 – 1.
[6] Лабутина М.С., Малеханов А.И., Смирнов А.В. // В кн.: Тр. XV Всероссийская конференция "Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики". 2020. – СПб.: Изд-во ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020, с. 349.
[7] Kuperman W.A., Ingenito F. // J. Acoust. Soc. Am. 1980. Vol. 67, № 6. P. 1988.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

РЕЖИМЫ НЕЙРОНОПОДОБНОЙ АКТИВНОСТИ В АНСАМБЛЕ ФАЗОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ТОРМОЗЯЩИМИ СВЯЗЯМИ

А.Е. Емелин, Т.А. Леванова, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Известно, что жизненно важные функции животных и человека, такие как сердцебиение, дыхание и двигательная активность, регулируются т.н. центральными генераторами ритмов (ЦГР) - замкнутыми контурами в нервной системе, которые могут генерировать основные ритмические паттерны без сенсорной обратной связи или внешнего стимула. Основной составляющей ЦГР являются полуцентры, которые представляют собой два взаимно связанных нейрона, которые могут генерировать базовые паттерны нейронной активности [1].

В данной работе предложена новая простая модель полуцентра, которая представляет собой два фазовых элемента, связанных химическими тормозящими связями:

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_1 = \gamma_1 - sin\,\varphi_1 - dI(\varphi_2) \\ \dot{\varphi}_2 = \gamma_2 - sin\,\varphi_2 - dI(\varphi_1) \end{cases}. \quad (1)$$

Здесь φ_i – переменная, соответствующая фазе i-ого элемента. Параметр γ_i определяет тип поведения изолированного нейрона: при $\gamma < 1$ элемент является возбудимым, при $\gamma > 1$ генерирует тонические спайки. Функция $I(\varphi_i)$ симулирует передачу сигнала от пресинаптического элемента к постсинаптическому следующим образом:

$$I(\varphi) = \frac{1}{1+e^{k(cos(\sigma) - sin(\varphi))}}. \quad (2)$$

Параметр σ определяет длительность тормозящего воздействия пресинаптического элемента на постсинаптический, а параметр k – время переключения воздействия. Таким образом, когда фаза активного пресинаптического элемента принимает значения из отрезка $\left[\frac{\pi}{2} - \sigma, \frac{\pi}{2} + \sigma\right]$, осуществляется тормозящее воздействие на соответствующий постсинаптический элемент. Параметр d задает силу химической тормозящей связи. Функция такого вида была впервые введена в работе [2].

Были исследованы случаи идентичных и неидентичных элементов ансамбля. В обоих случаях численное исследование проводилось относительно параметров силы связи d и длительности тормозящего воздействия σ.

В случае идентичных элементов ансамбля параметры γ_i были выбраны одинаковыми и чуть большими единицы ($\gamma_1 = \gamma_2 = 1.01$). Для этого случая с помощью численных и аналитических методов была построена карта режимов нейронодобной активности (см. рис. 1). Было показано, что рассматриваемая система демонстрирует мультистабильность, т.е. в ее фазовом пространстве одновременно сосуществует несколько устойчивых притягивающих множеств, и в зависимости от выбранных начальных условий фазовая точка оказывается притянута к одному из них, что соответствует реализации одного из возможных режимов. Для корректной работы с этим явлением при построении карт режимов использовался метод протягивания по начальным условиям.

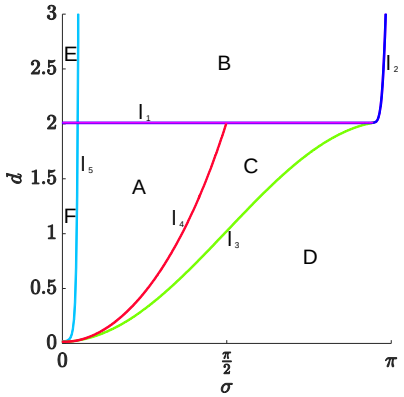


Рис. 1

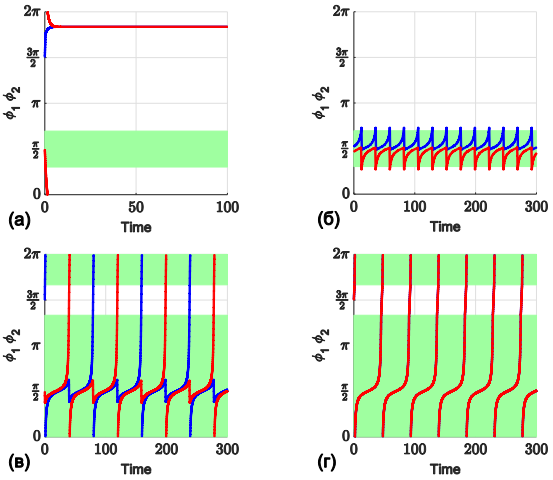


Рис. 2

В результате были обнаружены четыре основных режима, а именно режимы молчания (отсутствия колебательной активности), подпороговых колебаний, синфазных и противофазных колебаний. Области устойчивости этих режимов отмечены на рис. 1. В области A наблюдаются режимы молчания и подпороговые колебания, в области B – синфазные, противофазные и подпороговые колебания, в области C – синфазные, противофазные, подпороговые колебания и режим молчания, в области D – синфазные и противофазные колебания, E – синфазные и противофазные колебания, F – режим молчания. Бифуркационные переходы между областями отмечены линиями

различных цветов: кривые l_1, l_2, l_3, l_5 соответствуют седлоузловой бифуркации, а кривая l_4 - гетероклинической бифуркации.

На рис. 2 предоставлены примеры временных реализаций различных режимов нейроноподобной активности, такие, как режим молчания (а), режим подпороговой активности (б), противофазные колебания (в) и синфазные колебания (г).

Для создания более биологически правдоподобной модели была введена неидентичность между элементами ансамбля:

$$\begin{cases} \gamma_1 = \gamma \\ \gamma_2 = \gamma + \Delta \end{cases}.$$

Здесь $\gamma = 1.01$, а неидентичность между элементами задается параметром Δ.

Далее при различных фиксированных параметрах Δ численно были построены карты режимов синхронизации (см. рис. 4). Темно-красная область соответствует режиму молчания (отсутствия колебаний). Красная область соответствует режиму, когда второй элемент подавляет активность первого элемента. Широкие области, отмеченные другими цветами, соответствуют различным режимам синхронизации между элементами. Узкие области разных цветов соответствуют квазипериодическим режимам. Подробнее это можно видеть на рис. 5, где представлены числа вращения, которые вычислялись для каждой из трех карт при фиксированном значении параметра $\sigma = \frac{\pi}{2}$.

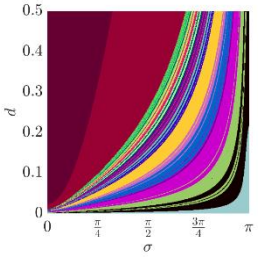


Рис. 4.1

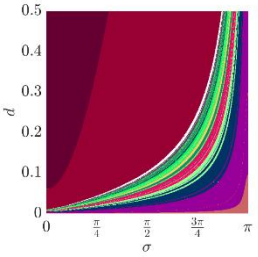


Рис. 4.2

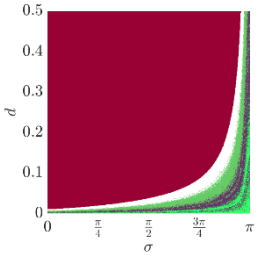


Рис. 4.3

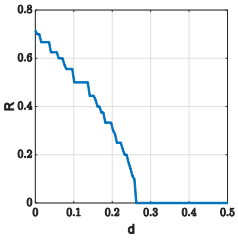


Рис. 5.1

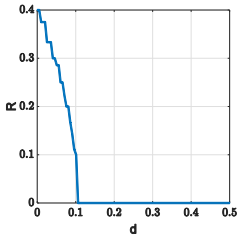


Рис. 5.2

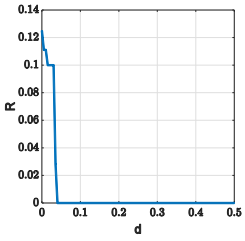


Рис. 5.3

Как видно на рис. 4, при малом значении параметра неидентичности $\Delta = 0.01$ (рис. 4.1), большая часть карты покрыта областями различных синхронизаций. Оставшуюся часть делят между собой режим молчания и режим синхронизации 0:1. При увеличении параметра неидентичности до значения $\Delta = 0.05$ (рис. 4.2), видно, что область синхронизации 0:1 начинает расширяться. Наконец, при достаточно большом значении параметра неидентичности $\Delta = 0.5$ (рис. 4.3), в большом диапазоне значений параметров σ и d происходит подавление активности первого элемента вторым. Примеры временных реализаций различных синхронных режимов представлены на рис. 6.

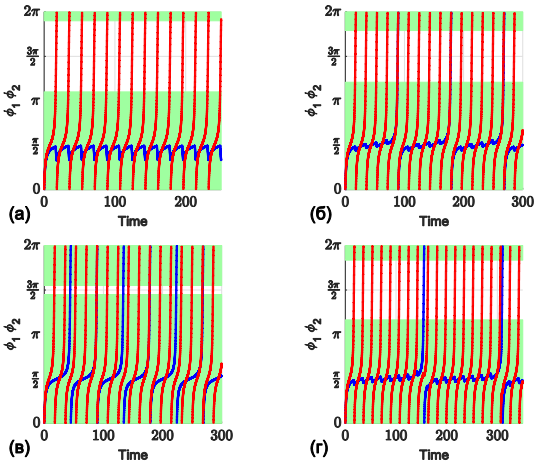


Рис. 6

Таким образом, в данной работе была предложена и исследована новая модель полуцентра. Для случая идентичных элементов построены карты режимов нейроноподобной активности и определены бифуркационные переходы между ними. Для случая неидентичных элементов изучены синхронные режимы, возникающие при разрушении симметрии в системе.

Исследование поддержано Министерством науки и высшего образования, проект № 0729-2020-0026.

[1] Brown T.G. // Proceedings of the Royal Society of London. Series B, containing papers of a biological character. 1911. Vol. 84, № 572. P. 308.

[2] Korotkov A.G., Levanova T.A., Zaks M.A., Osipov G.V. // arXiv:2011.04634 [math.DS].

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗВИТИЯ КОРОНАВИРУСНОЙ ИНФЕКЦИИ В РАМКАХ МОДЕЛИ SIR-ТИПА

Н.А. Гусарова[1)], В.Б. Казанцев[1, 2, 3)], Е.В. Панкратова[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Иннополис
[3)] Самарский государственный медицинский университет

Первые случаи заражения новой коронавирусной инфекцией были выявлены в китайской провинции Хубэй в конце декабря 2019 года. Спустя месяц, в конце января 2020 года были зафиксированы первые заболевшие и в России. Начиная с этого времени, случаи заражения новой инфекцией регистрировались по всей стране, и на 16 апреля не осталось ни одного региона, где бы не было жителей, инфицированных вирусом SARS-CoV-2, способного вызывать опасное инфекционное заболевание COVID-19. В Нижегородской области первый случай заражения этой инфекцией был выявлен в начале марта 2020 года. Следует отметить, что из-за высокой степени развития эпидемического процесса уже 11 марта всемирная организация здравоохранения объявила о пандемии. В связи с этим, в настоящее время значительное развитие получило направление нелинейной динамики, связанное с математическим моделированием особенностей распространения инфекционных заболеваний. Основной целью работ в данном направлении является построение прогнозов дальнейшего распространения вируса SARS-CoV-2, изучение роли различных социально-поведенческих особенностей населения, погодных условий, введения различных административных ограничительных мер и других факторов.

В данной работе проведено изучение математических моделей, используемых в настоящее время для описания распространения вируса SARS-CoV-2. Как показало исследование этого вопроса, в основе моделирования, проводимого авторами многих работ, лежит так называемая SIR-модель [1], учитывающая разделение рассматриваемой популяции на три основных класса: класс S включает восприимчивых людей, способных заразиться инфекцией; класс I – это инфицированные люди, способные распространять заболевание внутри рассматриваемой популяции; класс R используется для обозначения индивидуумов, не распространяющих инфекцию, то есть людей, которые были заражены и выбыли из класса инфицированных. Однако следует отметить, что в рамках использования классической SIR-модели невозможно получить мультипиковое распределение инфицированных, наблюдающееся к настоящему времени практически во всех регионах мира. Так, на рис. 1 точками представлены данные о ежедневном изменении числа инфицированных в Нижегородской области на интервале времени с 12 марта 2020 года по 3 мая 2021 года (за 418 дней), а кривая – это результат, полученный в результате моделирования с использованием классической SIR-модели.

Отсутствие возможности описать такое мультипиковое распределение привело к появлению ряда новых модификаций модели SIR-типа [2, 3]. В частности, на рис. 2 на те же данные наложена кривая, полученная с помощью модели, недавно предложенной в работе [4]. В рамках данной модели восприимчивая группа людей делится на три подгруппы: (i) людей, игнорирующих необходимость соблюдения каких-либо профилактических мер, а потому живущих без каких-либо ограничений, как это было

и до пандемии, (ii) сознательных людей, строго выполняющих правила социального дистанцирования, чтобы избежать опасности инфицирования и (iii) людей, уставших от ограничений. В основе необходимости рассмотрения такого разделения рассматриваемой популяции лежит теория социального стресса, разработанная Г. Селье [5], и учитывающая три основных стадии поведения человека, вызванные каким-либо долгосрочным его напряженным состоянием.

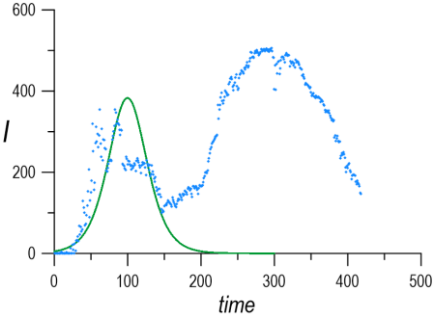


Рис. 1

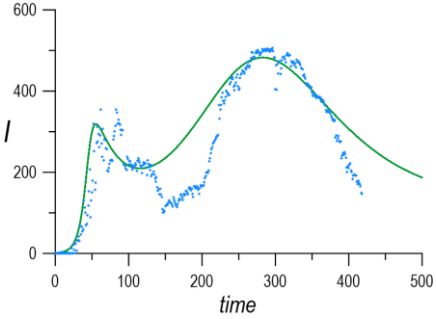


Рис. 2

Действительно, COVID-19, обернувшийся всемирной проблемой, в результате которой были закрыты многие границы и введены экстренные меры безопасности (карантин, строгая изоляция и так далее), способный провоцировать не только обострения в течение болезни, но и различные опасные недуги уже после исчезновения признаков респираторного заболевания, сегодня является одним из основных факторов стресса в обществе. Поэтому, как показывают полученные результаты, теория социального стресса может эффективно быть использована при математическом моделировании условий агрессивного распространения вируса SARS-CoV-2.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-04-60078).

[1] Kermack W.O., McKendrick A.G. // Contribution to the Mathematical Theory of Epidemics. 1927. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. Vol. 115. P. 700.
[2] Huang J., Qi G. // Effects of control measures on the dynamics of COVID-19 and double-peak behavior in Spain. Nonlinear Dynamics. 2020. P. 1.
[3] Lux T. // The social dynamics of COVID-19. Physica A: Statistical Mechanics and its Applications. 2021. Vol. 567. P. 125710.
[4] Kastalskiy I.A., Pankratova E.V., Kazantsev V.B., Gorban A.N. // Social stress drives the multi-wave dynamics of COVID-19 outbreaks. 2021.(submitted).
[5] Selye H. // The general adaptation syndrome and the diseases of adaptation. The journal of clinical endocrinology. 1946. Vol. 6. P. 117.

АНАЛИЗ МИТОХОНДРИАЛЬНО-ЯДЕРНЫХ ГЕНЕТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ: ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНОВ АДАПТАЦИИ К ХОЛОДУ

А.И. Калякулина, М.В. Иванченко

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Митохондриально-ядерное взаимодействие можно считать одним из наиболее успешных примеров мутуализма. Митохондрии и ядро 999взаимодействуют друг с другом, чтобы обеспечить оптимальную клеточную функцию, а часть митохондриальных белков кодируется в ядре [1]. Коэволюция митохондриального и ядерного геномов происходила на протяжении 1.5 млрд лет, и различные митохондриально-ядерные взаимодействия могут способствовать адаптации организмов\\ к изменяющейся окружающей среде [2]. Исследования показывают, что мутации в ядерной ДНК (яДНК) могут влиять на мутации в митохондриальной ДНК (мтДНК) [3]. Однако поиск мтДНК-яДНК взаимодействий сталкивается со статистической и вычислительной проблемой для проверки огромного количества пар мутаций.

В данной работе мы проводим поиск статистически значимых мтДНК-яДНК взаимодействий в популяциях европейского происхождения из разных биогеографических и климатических областей с помощью машинного обучения. Мы проанализировали подмножество из 28 ядерных генов [4], участвующих в адаптации к холоду, а также все митохондриальные гены. Мы выбрали репрезентативные популяции европейского происхождения из разных широт из набора данных проекта 1000 геномов [5]. Были рассмотрены генетические варианты для 297 субъектов из трех популяций (GBR – британцы в Англии и Шотландии, FIN – финны в Финляндии, TSI – тосканцы в Италии).

Чтобы выявить связанные с адаптацией к холодным климатическим условиям мтДНК-яДНК взаимодействия, мы определили признаки, получившие высокие оценки важности при классификации популяций методами машинного обучения, и имели более высокую точность, чем классификаторы, основанные исключительно на митохондриальных или ядерных геномах. На первом этапе мы отфильтровали те однонуклеотидные варианты в рассматриваемых генах, которые не различались у всех испытуемых. Учитывая все оставшиеся комбинации, рассмотрение всех пар по-прежнему представляет проблему огромной размерности.

Чтобы еще больше уменьшить общее количество рассматриваемых комбинаций, мы разработали вычислительную процедуру для сопоставления оценок с конкретным митохондриальным или ядерным геном или парой генов. Рассматривая только митохондриальную ДНК и фиксируя определенную популяцию в качестве референсной, мы вычислили среднюю частоту каждого варианта (0 или 1) для каждого гена. Затем для каждого субъекта в каждой популяции и каждого гена N мы рассчитали показатель частоты как среднее расстояние от эталонной популяции. Мы использовали тот же подход для ядерной ДНК, учитывая три варианта (0|0, 0|1 или 1|0, 1|1), и для комбинаций, учитывая шесть вариантов (0+0|0, 0+0|1 или 0+1|0, 0+1|1, 1+0|0, 1+0|1 или 1+1|0, 1+1|1). В результате размер данных для каждого субъекта был уменьшен до количества митохондриальных или ядерных генов или их произведения. Полученные

частотные показатели рассматривались как признаки алгоритма случайного леса при исследовании моделей бинарной классификации между каждой парой популяций [6].

Мы определили гены и пары генов с популяционно-специфическими мутациями как те, которые присутствуют во всех результирующих списках, которые были получены для данной популяции. Например, для GBR это пересечение списков характеристик для следующих классификаторов: GBR (референсный) vs FIN (целевой), GBR (референсный) vs TSI (целевой), FIN (референсный) vs GBR (целевой), TSI (референсный) vs GBR (целевой).

Мы начали с исследования принципиальной возможности классификации трех рассматриваемых популяций европейского происхождения с помощью алгоритма построения случайного леса для митохондриальных, ядерных генов и их пар.

Табл.

Референс \ Цель	GBR	FIN	TSI
GBR		мтДНК: 66.84% яДНК: 64.21% мтДНК-яДНК: 73.15%	мтДНК: 61.28% яДНК: 59.57% мтДНК-яДНК: 70.18%
FIN	мтДНК: 66.84% яДНК: 66.31% мтДНК-яДНК: 72.10%		мтДНК: 75.23% яДНК: 75.71% мтДНК-яДНК: 75.76%
TSI	мтДНК: 61.31% яДНК: 60.78% мтДНК-яДНК: 69.28%	мтДНК: 74.78% яДНК: 75.69% мтДНК-яДНК: 75.80%	

Для всех пар популяций комбинации митохондриальной и ядерной ДНК показали лучшие результаты классификации, чем комбинации, основанные исключительно на мтДНК или яДНК. В частности, максимальное повышение точности наблюдалось для классификации GBR-TSI. Популяции FIN и TSI продемонстрировали наибольшую точность классификации во всех случаях, что предположительно является результатом их более глубоких генетических различий и географической удаленности.

Затем мы исследовали характеристики, используемые различными классификаторами случайного леса для каждой популяции, чтобы получить списки генов, которые идентифицируют популяцию по сравнению с другими. 10 митохондриальных популяционно-специфических генов оказались общими для рассматриваемых популяций (ATP6, ND5, CYB, CO1, CO3, ND3, ND2, ND1, ND6, ND4). Также общими являются три ядерных гена (PDRM16, LEPR и DIO2); гены PPPARG и NRF1 оказались специфичными для финской популяции, а гены UCP3, CIDEA и PLIN1 оказались специфичными только для итальянской популяции. При рассмотрении парных признаков, для финской популяции гены FTO и HOXA1 популяционно-специфичны только в сочетании с митохондриальными генами. Для итальянской популяции ген UCP2 имеет популяционно-специфичные комбинации с митохондриальными генами. Для британской популяции популяционно-специфических комбинаций генов не наблюдалось.

UCP2 экспрессируется во многих типах клеток, таких как белая жировая ткань или клетки поджелудочной железы. UCP2 работает, чтобы уменьшить количество активных форм кислорода (АФК), производимых у населения, проживающего в теплом климате. Сердечно-сосудистая система играет решающую роль в адаптации к холоду. Частота коронарных событий увеличивается в холодные периоды, особенно в теплом климате. Возможное объяснение состоит в том, что некоторые популяции, такие как FIN, несут генетические варианты (или их комбинации, как в случае HOXA1), которые дают преимущество в борьбе с холодным климатом на сосудистом уровне.

FTO – первый ген предрасположенности к ожирению, идентифицированный в общегеномных исследованиях различных групп людей [7]. FTO влияет на содержание митохондрий и метаболизм жиров [8]. Подавление FTO подавляет биогенез митохондрий и производство энергии, что приводит к снижению массы митохондрий и содержанию мтДНК. Кроме того, комбинации мтДНК и яДНК связаны с различными метаболическими характеристиками, такими как показатели жировой прослойки.

Разработанный метод может быть использован для выявления закономерностей генетической структуры среди групп людей и для понимания различных аспектов генетической изменчивости, характеризующей человеческие популяции. Его можно применять к отдельным генам и комбинациям генов.

Анализ выявил ядерные гены, которые играют важную биологическую роль в ассоциации с митохондриальными генами и являются популяционно-специфическими (например, FTO). Обоснование, использованное для выбора анализируемых генов, подтверждает то, что эти взаимодействия могут играть роль в адаптации к холоду, и дает предложения относительно новых генов-мишеней для дальнейшего изучения.

[1] Mottis A. et al. // Science. 2019. Vol. 366. P. 827-832.
[2] Hill G.E. // Molecular Biology and Evolution. 2015. Vol. 32. P. 1917.
[3] Wei W. et al. // Science. 2019. Vol. 364. P. eaau6520.
[4] Sazzini M. et al. // Heredity. 2014. Vol. 113. P. 259.
[5] The 1000 Genomes Project Consortium // Nature. 2015. Vol. 526. P. 68.
[6] Kalyakulina A. et al. // Frontiers in Physiology. 2020. Vol. 11. P. 575968.
[7] Loos R. J. F. et al. // Nature Reviews Endocrinology. 2014. Vol. 10. P. 51.
[8] Kang H. et al. // Journal of Cellular Biochemistry. 2018. Vol. 119. P. 5676.

НЕКОТОРЫЕ МОДЕЛИ ФИЗИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ, В КОТОРЫХ ИСПОЛЬЗУЕТСЯ ФУНКЦИЯ ЛАМБЕРТА

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение

Специальная функция Ламберта *W(z)* определяется как решение функционального уравнения

$$z = W(z)e^{W(z)}. \quad (1)$$

Начало ее применения относится к восьмидесятым годам двадцатого века. Сейчас эта функция используется в программах символьной математики (в приложении Wolfram Mathematica она носит имя ProductLog). Ее теория приведена в книге [1]. В настоящем докладе будут рассмотрены три задачи, при решении которых она оказывается полезной.

Полупроводниковые приборы

Как известно, вольт-амперная характеристика идеального полупроводникового диода описывается формулой Шокли:

$$I = I_s\left(exp(\frac{U}{\varphi}) - 1\right). \quad (2)$$

Здесь I – ток, U – напряжение, I_s – ток насыщения, φ - температурный потенциал. Если учесть внутреннее омическое сопротивление диода R, формула усложнится (см., например, [2]):

$$I = I_s\left(exp(\frac{U - IR}{\varphi}) - 1\right). \quad (3)$$

Ток входит и в левую, и в правую часть формулы (3). Для того, чтобы выразить ток явным образом, можно использовать функцию Ламберта W (преобразовав выражение (3) к виду (1)). Получим

$$I = -I_s + \frac{\varphi}{R}W(exp(\frac{U}{\varphi})I_s\frac{R}{\varphi}exp(I_s\frac{R}{\varphi})). \quad (4)$$

При рассмотрении более сложной системы – усилителя с общим эмиттером на биполярном *npn* транзисторе (с добавлением в цепь эмиттера стабилизирующего резистора) оказывается, что выражение для коллекторного тока в данной системе можно записать, также используя функцию Ламберта:

$$I_c = \alpha D_{01}(U_{in}) - D_2\big(\alpha D_{01}(U_{in})(R + R_n) - (E - U_{in})\big). \quad (5)$$

Здесь

$$D_{01}(x) = -I_s + \frac{\varphi}{R + R_{ne}}W(e^{\frac{x}{\varphi}}I_s\frac{R + R_{ne}}{\varphi}e^{I_s\frac{R+R_{ne}}{\varphi}})$$

и

$$D_2(x) = -I_s + \frac{\varphi}{R(1+\frac{1}{\alpha}) + R_n} W(e^{\frac{x}{\varphi}} I_s \frac{R(1+\frac{1}{\alpha}) + R_n}{\varphi} e^{I_s \frac{R(1+\frac{1}{\alpha})+R_n}{\varphi}}).$$

В этих выражениях I_c – это коллекторный ток, U_{in} – напряжение входного сигнала усилителя, R – внутреннее сопротивление pn переходов транзистора (транзистор предполагается симметричным), R_n – сопротивление нагрузки в коллекторной цепи, R_{ne} – сопротивление стабилизирующего резистора в эмиттерной цепи, E – напряжение питания и α – коэффициент передачи тока транзистора.

Формула (5) учитывает нелинейность усилителя (описывается не только почти линейный усилительный режим, но и режимы отсечки и насыщения). Получение формулы (5), ее сравнение с данными эксперимента и с результатами моделирования в приложении OrCAD, а также получение более точных выражений были рассмотрены автором в статьях [3], [4] и [5].

Однопроводная линия

Решая задачу о распространении электромагнитных волн в однопроводной линии (имеется ввиду бесконечный цилиндрический провод) и используя при этом граничные условия Леонтовича, можно получить следующее дисперсионное уравнение для симметричной электрической волны (см. [6]):

$$ln\frac{2}{\gamma pa} = i\frac{\omega}{c} a\xi \frac{1}{p^2 a^2}. \quad (6)$$

Здесь p – поперечное волновое число, a – радиус провода, ξ – комплексный импеданс провода (предполагается, что модуль его мал), γ – постоянная Эйлера (приблизительно равная 1.7811), ω – циклическая частота, c – скорость света. Формула (6) задает неявную зависимость интересующей нас величины (p) от других параметров. Используя функцию Ламберта, можно выразить p явным образом:

$$pa = \sqrt{\frac{-2ia\xi\omega}{cW(-i\frac{\gamma^2 a\xi\omega}{2c})}}. \quad (7)$$

Сила реакции излучения

В электродинамике выводятся различные формулы для силы реакции $\boldsymbol{f}$, действующей на заряженную частицу в процессе излучения электромагнитных волн. Приведем самое простое выражение, применяемое в нерелятивистском случае:

$$\boldsymbol{f} = \frac{2e^2}{3c^3}\frac{d^2\boldsymbol{V}}{dt^2}. \quad (8)$$

Здесь $\boldsymbol{V}$ – скорость частицы, e – ее заряд.

Приведем также формулу Лармора для P – мощности излучения одиночного нерелятивистского заряда:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3}\left|\frac{d\boldsymbol{V}}{dt}\left(t - \frac{r}{c}\right)\right|^2. \quad (9)$$

Здесь r – радиус сферы, на которой мы измеряем или вычисляем плотность потока излученной энергии, а t – момент времени, в который происходит это измерение.

При совместном применении обеих формул возникают противоречия (см. [7]). В качестве примера можно рассмотреть равноускоренное движение электрона. В этом случае мощность излучения P явно не равна нулю, так как не равно нулю ускорение, но радиационное трение нулевое (так как ускорение постоянно, вторая производная скорости, входящая в выражение (8) для силы радиационного трения, равна нулю).

Приведем альтернативное выражение для силы реакции излучения, отличающееся от формулы (8). Мы не будем его выводить из электродинамики, его обоснованием будет лишь закон сохранения энергии. Предлагаемое выражение для силы выглядит так:

$$\boldsymbol{f}_0 = -\frac{2e^2}{3c^3}\frac{\left|\frac{d\boldsymbol{V}}{dt}(t)\right|^2 \boldsymbol{V}}{\boldsymbol{V}^2}. \quad (10)$$

Мощность этой силы будет равна (-P), где P определяется формулой для мощности излучения (9) при r=0. Это соответствует точному выполнению закона сохранения энергии: мощность силы радиационного трения равна мощности потерь на излучение.

Запишем второй закон Ньютона (одномерный) для частицы, на которую действует сила реакции излучения (в предложенной форме) и «обычная» внешняя сила F:

$$m\frac{dV}{dt} = F - \frac{2e^2}{3c^3}\frac{(\frac{dV}{dt})^2}{V}. \quad (11)$$

Из этого уравнения можно выразить производную скорости (рассматривая уравнение (11) как квадратное):

$$\frac{dV}{dt} = \frac{-m \pm \sqrt{m^2 + 4\frac{g}{V}F}}{2\frac{g}{V}}. \quad (12)$$

Здесь

$$g = \frac{2e^2}{3c^3}.$$

Выражение (12) можно рассматривать как дифференциальное уравнение для скорости. Видно, что из-за присутствия в формуле квадратного корня возможно существование критических моментов времени, в которые действительное решение для скорости «исчезает» - скорость становится комплексной.

Пусть F=const. Запишем дифференциальное уравнение так:

$$\frac{dV}{dt} = -\gamma(V - \sqrt{V^2 + aV}). \quad (13)$$

Здесь

$$\gamma = \frac{m}{2g}, a = \frac{4gF}{m^2}.$$

Уравнение (13) имеет следующее решение, выражающееся через функцию Ламберта:

$$V = \frac{a}{4}\frac{(W(C_0 exp2\gamma t) - 1)^2}{W(C_0 exp2\gamma t)}. \quad (14)$$

В этой формуле параметр C_0 – произвольная константа.

При движении частицы в ускоряющем поле (в соответствии с формулой (14)) частица вначале теряет скорость (вплоть до нуля). Лишь после остановки она начинает ускоряться. При больших временах график скорости становится параллельным графику решения без учета реакции излучения.

При движении в замедляющем поле частица вначале замедляется (более интенсивно, чем в случае отсутствия силы реакции излучения). Но незадолго до остановки происходит комплексификация решения. И параллельным линии скорости «безызлучательного» движения при больших временах становится график реальной части скорости. Это позволяет «обойти» комплексификацию скорости следующим образом: переформулировать уравнение (11) для импульса, считая, что именно он может быть комплексным (по аналогии с квантовой механикой). И далее выражать скорость не как частное от деления импульса на массу, а как реальную часть этого частного.

Выводы

Использование функции Ламберта может оказаться удобным для представления в аналитическом виде решений целого ряда задач (не только представленных здесь – см. большой список задач в [1]). В противном случае пришлось бы искать решение численно (или представлять конечную формулу в виде ряда).

[1] Дубинов А. Е., Дубинова И. Д., Сайков С. К. W-функция Ламберта и ее применение в математических задачах физики. – Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006, 160 с.
[2] Битюрин Ю.А. и др. Измерение статических характеристик полупроводникового диода. – Н.Новгород: ННГУ, 2004, 38 с.
[3] Китаев А.Е. // Радиотехника. 2017. № 10. С. 189.
[4] Китаев А.Е. // Радиотехника. 2020. № 1. С. 74.
[5] Китаев А.Е. // Радиотехника. 2020. № 10. С. 70.
[6] Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. – М.: Советское радио, 1957, 581 с.
[7] Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. – М.: Наука, 1987, 488 с.

ИЗУЧЕНИЕ РОЛИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ В МОДЕЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИНФЕКЦИОННЫХ ЗАБОЛЕВАНИЙ SIR-ТИПА

С.А. Макарихин[1)], В.Б. Казанцев[1, 2, 3)], Е.В. Панкратова[1)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Университет Иннополис
[3)] Самарский государственный медицинский университет

Введение

Исследование возможных сценариев развития различных инфекционных заболеваний представляет собой одно из важнейших направлений современной нелинейной динамики. В настоящее время в научной литературе можно найти множество математических моделей, позволяющих описать определенные особенности того или иного заболевания, условия формирования различных временных эволюций болезни, финального размера эпидемии или числа здоровых индивидуумов, избежавших инфекции [1-6]. В основе рассматриваемой в данной работе эпидемиологической модели лежит концепция, предложенная МакКендриком в 1926 году, согласно которой исследуемая популяция может быть разделена на три класса, обозначаемых *S, I* и *R*, где *S* определяет количество людей, восприимчивых к заболеванию, *I* соответствует количеству инфицированных (предполагается, что они заразны и способны распространять болезнь при контакте с восприимчивыми), *R* обозначает количество выздоровевших людей, которые были инфицированы и в текущий момент лишены возможности снова заразиться или распространить инфекцию. Следует отметить, что в рамках SIR-модели, в классе $R(t)$ учитываются люди как приобретшие иммунитет, так и умершие в результате болезни. При этом размер популяции считается фиксированным, то есть $S(t) + I(t) + R(t) = N$.

Описание математической модели

В данной работе рассмотрена модифицированная SIR-модель, учитывающая изменение вероятности заражения при увеличении инфицированных индивидуумов в популяции, а именно:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} &= -\beta(I)SI + \delta R, \\ \frac{dI}{dt} &= \beta(I)SI - \gamma I, \\ \frac{dR}{dt} &= -\delta R + \gamma I, \end{aligned} \qquad (1)$$

где параметр δ поволяет учитывать возможнось повторного заражения, γ – величина, обратная среднему времени болезни, функция $\beta(I)=\eta I/(1+\alpha I)$ моделирует изменение вероятности заражения в случае контакта восприимчивого индивидуума с инфицированным при изменении числа инфицированных в популяции. На рис. 1 представлены графики $\beta(I)$ при η=0.00000017 и двух значениях параметра α: α=1 (сплошная линия) и α=0.5 (пунктирная линия).

Результаты моделирования

Проведем исследование состояний равновесия системы (1): определим их число и тип устойчивости.

Приравнивание правых частей к нолю дает условие: $\eta SI^2/(1+\alpha I)-\gamma I=0$, выполнение которого соответствует равновесным режимам. Учитывая, что размер популяции считается фиксированным, то есть $S(t) + I(t) + R(t) = N$, получим выражение: $\eta I^2(N-I-\gamma I/\delta)/(1+\alpha I)-\gamma I=0$, которое после умножения на знаменатель и вынесения общего множителя за скобку принимает вид:

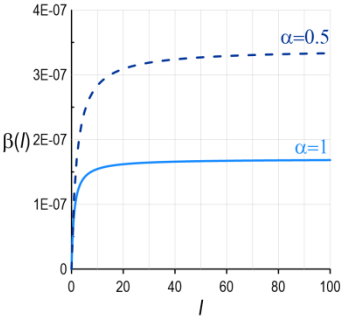


Рис. 1

$$I[\eta(N-I-\gamma I/\delta)I-\gamma(1+\alpha I)]=0, \quad (2)$$

откуда следует, что в системе (1) всегда есть равновесие $O_1(N,0,0)$, соответствующее отсутствию инфекции в популяции. Из равенства нолю второго множителя несложно заключить, что при выполнении условия:

$$(\eta N-\alpha\gamma)^2-4\gamma\eta(1+\gamma/\delta)>0 \quad (3)$$

возможны еще два равновесия: $O_2(S_2^*, I_2^*, R_2^*)$ и $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$, где

$$I_{2,3}^*=\frac{(\eta N-\alpha\gamma)\pm\sqrt{(\eta N-\alpha\gamma)^2-4\gamma\eta(1+\gamma/\delta)}}{2\eta(1+\gamma/\delta)}, \quad (3)$$

$$R_{2,3}^*=\frac{\gamma I_{2,3}^*}{\delta},\ S_{2,3}^*=N-I_{2,3}^*-R_{2,3}^*$$

На рис. 2 представлены кривые, соответствующие изменению I_k^* при увеличении параметра α (индекс k=1, 2 или 3 соответствует одному из трех состояний равновесия рассматриваемой системы). Следует отметить, что для рассматриваемой в данной работе популяции численностью N=1000000, η=0.00000017, с коэффициентом повторного заражения δ=0.005 и величиной γ=0.2, соответствующей среднему времени течения инфекционного заболевания, равному 5 дням, при выполнении условия: $\alpha=\alpha^*=\left[\eta N-\sqrt{4\gamma\eta(1+\gamma/\delta)}\right]/\gamma\approx 0.838$ состояния равновесия $O_2(S_2^*, I_2^*, R_2^*)$ и $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$ сливаются и исчезают при $\alpha>\alpha^*$. В фазовом пространстве системы остается лишь глобально устойчивое равновесие $O_1(N,0,0)$, соответствующее отсутствию инфекции в популяции. Интервал значений α, при которых число восприимчивых к заболеванию совпадает с численностью населения рассматриваемой популяции, выделен на рис. 2 штриховкой. Отметим, что ввиду разных значений, которые принимают при изменении параметра α величины I_k^*, ось ординат на рис. 2 разделена на две части, в каждой из которой используется свой масштаб.

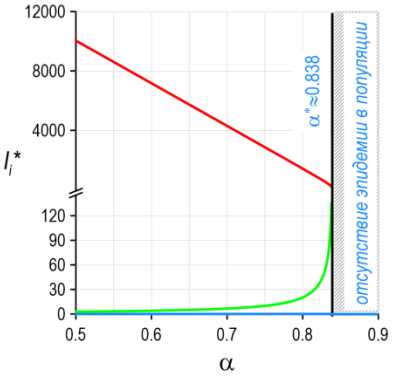


Рис. 2

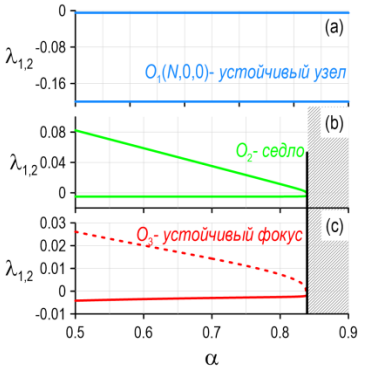


Рис. 3

На рис. 3 приведены зависимости корней характеристического уравнения, получаемого после линеаризации рассматриваемой системы в окрестности равновесий $O_k(S_k^*, I_k^*, R_k^*)$:

$$\lambda^2 + a_1\lambda + a_2 = 0, \tag{3}$$

где

$$a_1 = \gamma + \delta + \frac{\eta I_k^{*2}}{1+\alpha I} - \eta\left(N - \left(1+\frac{\gamma}{\delta}\right)I_k^*\right)\left[\frac{2I_k^* + \alpha I_k^{*2}}{(1+\alpha I)^2}\right],$$
$$a_2 = \gamma\delta + \frac{(\gamma+\delta)\eta I_k^{*2}}{1+\alpha I} - \delta\eta\left(N - \left(1+\frac{\gamma}{\delta}\right)I_k^*\right)\left[\frac{2I_k^* + \alpha I_k^{*2}}{(1+\alpha I)^2}\right]. \tag{4}$$

На графиках сплошными линиями изображены действительные корни $\lambda_{1,2}$ (для $O_1(N,0,0)$ и $O_2(S_2^*, I_2^*, R_2^*)$, рис. 3(a) и рис. 3(b)), либо действительная часть комплексных корней для $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$, рис. 3(c). Мнимая часть комплексных корней для равновесия $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$ изображена пунктирной линией. Из вида кривых следует, что состояние равновесия $O_1(N,0,0)$ является устойчивым узлом, равновесия $O_2(S_2^*, I_2^*, R_2^*)$ и $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$ – седлом и устойчивым фокусом, соответственно. Таким образом, исчезновение последних при увеличении параметра α происходит в результате седло-узловой бифуркации.

Фазовый портрет системы (1) в проекции на плоскость (S, I) представлен на рис. 4 (параметр α=0.6), где кривые серого цвета демонстрируют возможные переходы к устойчивым состояниям равновесия: в зависимости от выбора начальных условий фазовая точка стремится либо к устойчивому фокусу, либо к устойчивому узлу. Для удобства ось абсцисс разделена на две части, в каждой из которой используется свой масштаб.

Отметим, что состояние равновесия $O_3(S_3^*, I_3^*, R_3^*)$ определяет временную эволюцию болезни, финальный размер эпидемии, а также число здоровых индивидуумов, избежавших инфекции ($S_3^*=N-R_3^*-I_3^*$). При этом существует оно, – то есть наблюдается развитие эндемического характера заболевания, при котором в популяции всегда имеется часть населения, являющаяся переносчиком инфекции, – лишь при $\alpha<\alpha^*$. При этом, как видно из рис. 1, вероятность заражения в случае контакта восприимчивого индивидуума с инфицированным возрастает.

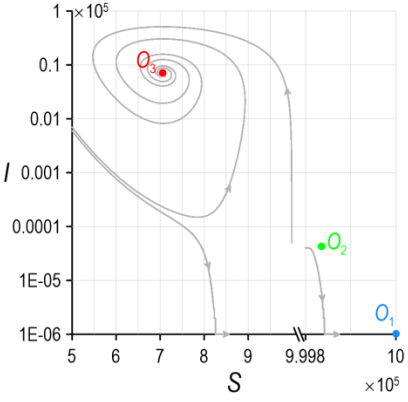


Рис. 4

Заключение

В данной работе рассматривается модифицированный вариант SIR-модели, учитывающий увеличение вероятности заражения в случае контакта восприимчивого индивидуума с инфицированным при увеличении числа инфицированных в замкнутой популяции. Изучена роль параметра, определяющего скорость изменения этой вероятности. Обнаружен *пороговый* характер развития эндемии. В частности, показано, что при малых скоростях роста вероятности заражения эпидемия не наблюдается. Таким образом, рассматриваемая в данной работе модификация SIR-модели позволяет на качественном уровне учесть соблюдение норм социального дистанцирования, уменьшающих число возможных контактов между индивидуумами и, как следствие, уменьшающих вероятность заражения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-04-60078).

[1] Blyuss K.B., Kyrychko Y.N. // Stability and bifurcations in an epidemic model with varying immunity period. Bull. Math. Biol. 2010. Vol. 72. P. 490.
[2] Feng Z., Thieme H.R. // Endemic models with arbitrarily distributed periods of infection I: Fundamental properties of the model. SIAM. J. Appl. Math. 2000. Vol. 61. P. 803.
[3] Hews S., Eikenberry S., Nagy J. D., Kuang Y. // Rich dynamics of a hepatitis B viral infection model with logistic hepatocyte growth. Math. Biol. 2010. Vol. 60. P. 573.
[4] Huang G., Takeuchi Y. // Global analysis on delay epidemiological dynamic models with nonlinear incidence. J. Math. Biol. 2011. Vol. 63. P. 125
[5] Liu W.M., Levin S.A., Iwasa Y. // Influence of nonlinear rates upon the behavior of SIRS epidemiological models. J. Math. Biol. 1986. Vol. 23. P. 187.
[6] Ruan S., Wang W. // Dynamical behavior of an epidemic model with a nonlinear incidence rate. J. Differ. Equations. 2003. Vol. 188. P. 135.

DSGE МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОКАЗАТЕЛЕЙ НАЦИОНАЛЬНОЙ ЭКОНОМИКИ: КАЛИБРОВКА ПАРАМЕТРОВ

О.Н. Минаева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

DSGE моделирование (**Dynamic stochastic general equilibrium modeling – Вычислимые модели общего равновесия**) один из инструментов сценарного анализа экономических систем. DSGE модели работают по принципу "что будет, если…" и позволяют оценивать последствия проводимой экономической политики.

DSGE модели представляют собой систему дифференциальных уравнений, описывающих динамику изменения эндогенных параметров модели в зависимости от различных шоковых воздействий на ее экзогенные параметры. В связи с этим для корректного анализа и валидности полученных результатов возникает необходимость адаптации экзогенных параметров модели к реалиям национальной экономики.

DSGE модель в базовом варианте можно представить системой из трех разностных линейных уравнений, описывающих динамику основных макроэкономических показателей и отражающих условия оптимального поведения домохозяйств и фирм:

1) Новая кейнсианская кривая Филлипса:

$$\pi_t = \beta E_t \pi_{t+1} + k\tilde{y}_t \quad (1)$$

где π_t – инфляция в период t, $E_t\pi_{t+1}$ – ожидание инфляции в период t+1, $\tilde{y}_t$ – разрыв выпуска;

2) Динамическая кривая IS:

$$\tilde{y}_t = E_t\tilde{y}_{t+1} - \frac{1}{\sigma}(i_t - E_t\pi_{t+1} - r_t^n), \quad (2)$$

где i_t – номинальная процентная ставка в период t, r_t^n – естественная ставка процента $E_t\pi_{t+1}$ – ожидание инфляции в период t+1;

3) Монетарное правило (правило Тейлора) для процентной ставки:

$$i_t = \rho + \phi_\pi \pi_t + \phi_y \tilde{y}_t + \vartheta_t, \quad (3)$$

где ϑ_t – экзогенный компонент с нулевым средним, описываемый авторегрессией AR(1). Более детальное описание переменных DSGE модели, взаимосвязь между ними и содержательный смысл дано в [1].

DSGE модель содержит как ряд базовых параметров, среди которых $\alpha, \beta, \rho, \sigma, \phi_\pi, \phi_y$ и др., так и другие параметры, которые являются функциями базовых (k и др.). Подготовительным этапом перед непосредственным проведением DSGE моделирования является калибровка параметров на основе временных рядов.

В данной работе моделируется значение статического показателя α, входящего в описание производственной функции Кобба-Дугласа y_t, где $y_t = \tilde{y}_t + y_t^n$, y_t^n – логарифм потенциального выпуска, а $1 - \alpha$ – эластичность выпуска по труду.

Для калибровки параметра α чаще всего используется показатель доли трудовых доходов в валовом внутреннем продукте страны. При таком подходе предполагается равенство реальной заработной платы и предельного продукта труда. Однако известно, что при монополистической конкуренции реальная заработная плата меньше предельного продукта труда. Полагая, что государство применяет оптимальную субсидия для компенсации неэффективности выпуска, то данный подход можно использовать для калибровки параметра α.

Показатель α для национальной экономики (экономики России) рассчитывался с использованием квартальных статистических данных системы национальных счетов России [2] с 1995 по 2018 годы (96 наблюдений) – временной ряд $alpha$, где $alpha$ вычисляется по формуле (4):

$$alpha = \frac{\text{оплата труда наемных работников}}{\text{валовой внутренний продукт}} \quad (4)$$

Согласно тесту Дики-Фуллера с константой временной ряд $alpha$ не является стационарным (присутствует циклическая составляющая), так как отвергается нулевая гипотеза H_0 о наличии единичного корня (рис. 1).

Тест на стационарность ряда $alpha$

H_0: $alpha$ имеет единичный корень

		t-статистика	p-значение*
Тест Дики-Фуллера (ADF-тест)		−1.993001	0.2894
Критическое значение:	1% уровень значимости	−3.510259	
	5% уровень значимости	−2.896346	
	10% уровень значимости	−2.585396	

Рис. 1

Сезонная корректировка временного ряда $alpha$ проводилась в эконометрическом пакете EViews методом X-12 – ARIMA (рис. 2). Данный метод устраняет циклическую составляющую временного ряда, убирая при этом из рассмотрения первые и последние наблюдения.

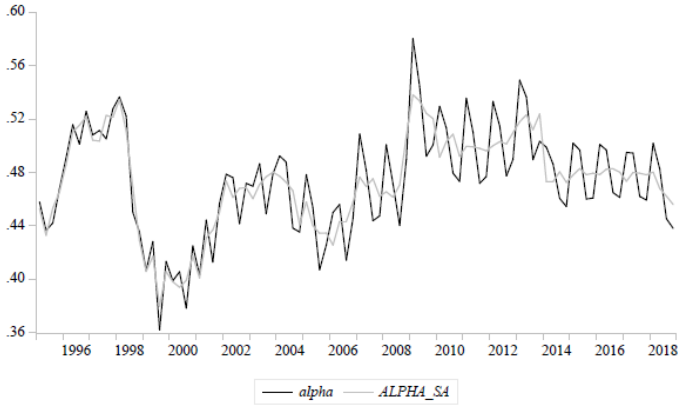


Рис. 2

Получившийся после сезонной корректировки ряд $ALPHA_SA$ содержит 88 наблюдений и, согласно AD-тесту, является стационарным на 5% уровне значимости (рис. 3).

Тест на стационарность ряда $ALPHA_SA$

H_0: $ALPHA_SA$ имеет единичный корень

		t-статистика	p-значение*
Тест Дики-Фуллера (ADF-тест)		−3.371166	0.0147
Критическое значение:	1% уровень значимости	−3.506484	
	5% уровень значимости	−2.894716	
	10% уровень значимости	−2.584529	

Рис. 3

Среднее арифметическое ряда $ALPHA_SA$ равно 0,47325, что соответствует значению $1 - \alpha$, следовательно, α = 0,52675. Таким образом, эластичность выпуска по труду, рассчитанная по российским статистическим данным, показывает, что при росте применяемого труда на 1% выпуск увеличивается в среднем на 0,53%.

Значение параметра α, оцененное для России, являющейся малой открытой экономикой, в целом сопоставимо со значением данного параметра, вычисленного для других малых открытых экономик. Так, например, в работе [3] параметр α моделировался для экономики Беларуси; его численное значение равно примерно 0,54.

[1] Gali J. // Journal of Economics. 2008. Vol. 95. P. 179.
[2] https://www.gks.ru/folder/210/document/13221
[3] http://www.research.by/webroot/delivery/files/wp2012r06.pdf

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ АНИЗОТРОПНОГО АУКСЕТИЧЕСКОГО МАТЕРИАЛА

А.В. Муравьева[1)], И.С. Павлов[1, 2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Институт проблем машиностроения РАН

Одной из важнейших характеристик упругости материала является коэффициент Пуассона ν, который представляет собой отношение поперечного сжатия к удлинению в случае чистого растяжения. Из классической теории упругости известно, что теоретически обоснованные значения коэффициента Пуассона лежат в интервале $-1 \le \nu \le 0{,}5$ [1]. Верхний предел соответствует несжимаемым материалам (например, резине), сохраняющим в процессе деформации свой объем при значительном изменении формы. Нижний предел соответствует материалам, сохраняющим геометрические пропорции, но изменяющим объем при деформации.

Особый интерес вызывают материалы с отрицательным значением ν, получившие название *ауксетических* или *ауксетиков* (от греческого auxetos – «разбухающий») [2] и обладающие уникальными физико-механическими свойствами (низкая плотность, хорошие изоляционные свойства и т.п.). Ауксетики встречаются среди пористых сред, гранулированных материалов, полимеров, композитов, кристаллических сред и наноматериалов [1, 3, 4].

В отличие от изотропного, анизотропный материал имеет несколько коэффициентов Пуассона, поскольку растяжение или сжатие вдоль одной оси может сильно отличаться от растяжения или сжатия вдоль другой. Обозначаются различные коэффициенты Пуассона индексами, содержащими наименование двух осей: той, вдоль которой происходит первоначальное растяжение или сжатие, и той, вдоль которой наблюдается ответная реакция. При этом значения некоторых коэффициентов Пуассона могут выходить за пределы известного интервала (–1; 0,5) [1], однако среднее значение коэффициентов Пуассона обязательно будет содержаться в этом интервале.

Особенно много ауксетиков среди кубических кристаллов. И, как показывают экспериментальные данные [5], наиболее часто в них бывает отрицательным коэффициент Пуассона

$$\nu_{\langle 110,1\bar{1}0\rangle} = \frac{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12}) - 2C_{11}C_{44}}{(C_{11} - C_{12})(C_{11} + 2C_{12}) + 2C_{11}C_{44}}. \quad (1)$$

Описание свойства ауксетичности невозможно без математической модели, которая бы давала возможность установить взаимно-однозначное соответствие между макроконстантами среды (т.е. коэффициентами уравнений динамики) и параметрами ее микроструктуры (т.е. формой и размером частиц и параметрами взаимодействий между частицами). В настоящее время для сред с ауксетическими свойствами применяются модели, как правило, двумерные, с весьма сложной системой связи между анизотропными частицами, в частности, квадратными [6]. В данной работе предлагается трехмерная модель ауксетика, представляющая собой 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: ее центр масс может смещаться вдоль осей *x*, *y* и *z* (трансляционные степени свободы *u*, *v* и *w*), а сама частица может поворачиваться вокруг каждой из этих осей (ротационные степени свободы θ, ψ и φ) (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 [7].

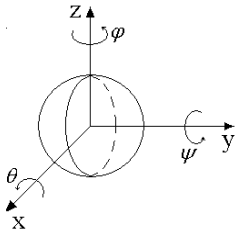


Рис. 1

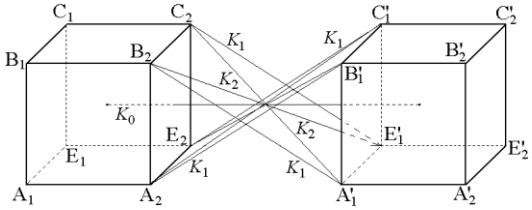


Рис. 2

Предполагается, что взаимодействие частиц при их отклонениях от положения равновесия определяется относительными удлинениями пружин и описывается квадратичным потенциалом, пропорциональным жесткостям пружин. В длинноволновом приближении распространение акустических и ротационных волн в такой среде описывается следующей системой дифференциальных уравнений [7]:

$$
\begin{aligned}
&u_{tt} - c_1^2 u_{xx} - c_2^2\left(u_{yy} + u_{zz}\right) - s^2\left(v_{xy} + w_{xz}\right) + \frac{\beta_2^2}{2}\left(\varphi_y - \psi_z\right) = 0,\\
&v_{tt} - c_1^2 v_{yy} - c_2^2\left(v_{xx} + v_{zz}\right) - s^2\left(u_{xy} + w_{yz}\right) + \frac{\beta_2^2}{2}\left(\theta_z - \varphi_x\right) = 0,\\
&w_{tt} - c_1^2 w_{zz} - c_2^2\left(w_{xx} + w_{yy}\right) - s^2\left(u_{xz} + v_{yz}\right) + \frac{\beta_2^2}{2}\left(\psi_x - \theta_y\right) = 0,\\
&\theta_{tt} - c_3^2 \theta_{xx} - c_4^2\left(\theta_{yy} + \theta_{zz}\right) + \frac{\beta_2^2}{2J}\left(w_y - v_z\right) + \frac{\beta_1^2}{J}\theta = 0,\\
&\psi_{tt} - c_3^2 \psi_{yy} - c_4^2\left(\psi_{xx} + \psi_{zz}\right) + \frac{\beta_2^2}{2J}\left(u_z - w_x\right) + \frac{\beta_1^2}{J}\psi = 0,\\
&\varphi_{tt} - c_3^2 \varphi_{xx} - c_4^2\left(\varphi_{xx} + \varphi_{yy}\right) + \frac{\beta_2^2}{2J}\left(v_x - u_y\right) + \frac{\beta_1^2}{J}\varphi = 0.
\end{aligned}
\qquad (2)
$$

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 – пара-

метры связи микроповоротов с поперечной и продольной волнами, J – момент инерции частицы относительно каждой оси, проходящей через ее центр масс. Эти коэффициенты 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:

$$\begin{aligned}
\rho c_1^2 &= \frac{K_0}{a} + \frac{8(a-b)^2}{(a-b)^2+b^2}\frac{K_1}{a} + \frac{4(a-b)^2}{(a-b)^2+2b^2}\frac{K_2}{a} + \frac{K_3}{a\sqrt{2}} + \frac{2K_4}{3a},\\
\rho c_2^2 &= \frac{4b^2}{(a-b)^2+b^2}\frac{K_1}{a} + \frac{4b^2}{(a-b)^2+2b^2}\frac{K_2}{a} + \frac{K_3}{2a\sqrt{2}} + \frac{2K_4}{3a},\\
\rho s^2 &= \frac{K_3}{a\sqrt{2}} + \frac{4K_4}{3a},\\
\rho\beta_1^2 &= \frac{8b^2}{a}\left(\frac{K_1}{(a-b)^2+b^2} + \frac{K_2}{(a-b)^2+2b^2}\right),\\
\rho\beta_2^2 &= \frac{8b^2K_2}{a(a-b)^2+2ab^2}.
\end{aligned} \tag{3}$$

Однако при исследовании волновых процессов в низкочастотном диапазоне ротационные степени свободы не являются независимыми – они связаны с продольными и поперечными деформациями:

$$\begin{aligned}
\theta(x,y,z,t) &\approx \frac{\beta_2^2}{2\beta_1^2}(v_z - w_y) = -\frac{1}{2}\mathrm{rot}_x\vec{U},\\
\psi(x,y,z,t) &\approx \frac{\beta_2^2}{2\beta_1^2}(w_x - u_z) = -\frac{1}{2}\mathrm{rot}_y\vec{U},\\
\varphi(x,y,z,t) &\approx \frac{\beta_2^2}{2\beta_1^2}(u_y - v_x) = -\frac{1}{2}\mathrm{rot}_z\vec{U},
\end{aligned} \tag{4}$$

где $\vec{U}$ – вектор смещений. Учет соотношений (4) приводит к замораживанию вращательной степени свободы. В результате, возмущения, вызванные микровращениями, не распространяются, однако микроповороты оказывают влияние на распространение продольных и сдвиговых волн. В этом случае уравнения (2) динамики рассматриваемой среды без учета производных четвертого порядка записываются в следующем виде:

$$\begin{aligned}
u_{tt} - c_1^2u_{xx} - \left(c_2^2 - \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(u_{yy}+u_{zz}) - \left(s^2 + \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(v_{xy}+w_{xz}) &= 0,\\
v_{tt} - c_1^2v_{yy} - \left(c_2^2 - \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(v_{xx}+v_{zz}) - \left(s^2 + \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(u_{xy}+w_{yz}) &= 0,\\
w_{tt} - c_1^2w_{zz} - \left(c_2^2 - \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(w_{xx}+w_{yy}) - \left(s^2 + \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right)(u_{xz}+v_{yz}) &= 0.
\end{aligned} \tag{5}$$

Сравнив уравнения (5) с уравнениями классической теории упругости для сред с кубической симметрией [8], получим следующие соотношения

$$C_{11} = \rho c_1^2, C_{44} = \rho\left(c_2^2 - \frac{\beta_2^4}{4\beta_1^2}\right), C_{12} = \rho\left(s^2 - c_2^2 + \frac{\beta_2^4}{2\beta_1^2}\right). \quad (6)$$

Благодаря соотношениям (1), (6) и (3), можно выразить коэффициент Пуассона $\nu_{\langle 110,1\bar{1}0\rangle} = \nu_1$ через параметры микроструктуры. Анализ полученной зависимости показывает, что проявлению свойства ауксетичности способствуют большой размер частиц (рис. 3) и большие значения параметра $K_{40}=K_4/K_0$, а также маленькие значения параметров K_{10} (рис. 4) и K_{20}. Параметр K_{30} практически не влияет на значение ν_1.

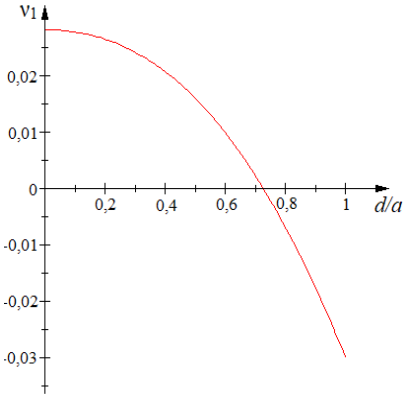


Рис. 3

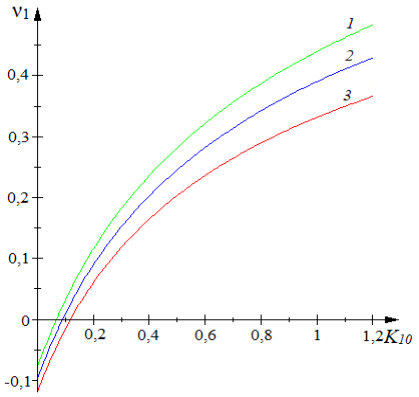


Рис. 4

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 19-08-00965-а и 18-29-10073-мк).

[1] Конек Д.А. и др. // Механика композиционных материалов и конструкций. 2004. Т. 10, № 1. С. 35.
[2] Evans K.E. // Endeavour. 1991. Vol. 15, № 4. P. 170.
[3] Yang W. // J. Materials Science. 2004. Vol. 39. P. 3269.
[4] Hall L.J. and etc. // Science. 2008. Vol. 320, № 5875. P. 504.
[5] Беломестных В.Н., Соболева Е.Г. // Известия Томского политехнического университета. 2012. Т. 320, № 2. С. 137.
[6] Vasiliev A.A., Pavlov I.S. // Physica Status Solidi B. 2020. Vol. 257, № 3. P. 1900389.
[7] Павлов И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. Физическая. 2021. Т. 85, № 6. С. 895.
[8] Федоров В.И. Теория упругих волн в кристаллах. – М.: Наука, 1965.

СТАБИЛИЗИРУЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОЗМУЩЕНИЯ В ЦЕНТРИФУГИРОВАННОМ СЛОЕ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ

И.Н. Солдатов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Вращающиеся магнитные поля широко используются для улучшения перемешивания расплавов металлов во время затвердевания, для подавления тепловых колебаний в процессе роста кристаллов и др., и достаточно много теоретических и экспериментальных работ посвящено исследованию движения проводящих жидкостей во вращающемся магнитном поле и устойчивости этого движения [1–4]. Менее исследован вопрос об использовании магнитного поля для стабилизации режима стационарного вращения роторной системы, содержащей проводящую жидкость. В работе [5] исследовалась задача в безындукционном приближении о малых движениях проводящей вязкой жидкости со свободной поверхностью в полости быстровращающегося цилиндрического ротора, когда источники магнитного поля скреплены с ротором. В данной работе эта задача рассматривается без использования безындукционного приближения.

Рассмотрим волновые движения проводящей вязкой жидкости, частично заполняющей цилиндрическую полость ротора, вращающегося с большой постоянной угловой скоростью Ω. Ось вращения совпадает с осью симметрии ротора. Магнитное поле направлено вдоль оси вращения и вращается вместе с ротором. Материал стенок цилиндра полагается непроводящим. Удобно перейти в неинерциальную (вращающуюся) систему координат, связанную с цилиндром, в которой МГД-уравнения принимают вид

$$\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} + (\boldsymbol{v}\nabla)\boldsymbol{v} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} - \frac{1}{2}[\boldsymbol{\Omega}\times\boldsymbol{r}]^2\right) + 2[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{\Omega}] + \nu\nabla^2\boldsymbol{v} + \frac{1}{\mu\rho}[curl\ \boldsymbol{B}\times\boldsymbol{B}],$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = curl[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}] + \frac{1}{\sigma\mu}\nabla^2\boldsymbol{B},$$

$$div\ \boldsymbol{v} = 0,$$

$$div\ \boldsymbol{B} = 0,$$

где $\mathbf{v} = (u, v, w)^T$ – вектор скорости, ν – кинематическая вязкость жидкости; остальные обозначения традиционные.

В невозмущенном движении, поскольку влияние силы тяжести пренебрежимо мало, проводящая жидкость образует на стенке ротора центрифугированный цилиндрический слой толщины $h=b-a$ (рис. 1), со стационарным значением величин

$$p_0 = p_a + \rho\Omega^2(r^2 - b^2)/2, \qquad \boldsymbol{B_0} = B_0\boldsymbol{e_z}, \qquad B_0 = const,$$

где p_a – давление в каверне.

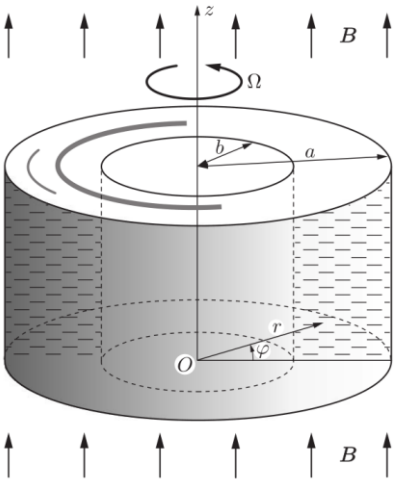


Рис. 1

Линеаризованные уравнения возмущенного движения проводящей жидкости и магнитного поля в равномерно вращающейся с угловой скоростью Ω (совпадающей со скоростью вращения цилиндрического контейнера, содержащего жидкость) цилиндрической системе координат (с осью z вдоль оси симметрии) имеют вид

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial \boldsymbol{v}}{\partial t} = -\nabla\left(\frac{p}{\rho} - \frac{1}{\mu\rho}B_0\boldsymbol{B}\right) + 2[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{\Omega}] + v\Delta\boldsymbol{v} - \frac{1}{\mu\rho}B_0\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{B},\\
&\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} = B_0\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{v} + \frac{1}{\mu\sigma}\Delta\boldsymbol{B},\\
&div\ \boldsymbol{v} = 0,\\
&div\ \boldsymbol{B} = 0.
\end{aligned} \qquad (1)$$

Граничные условия на твердой непроводящей стенке $r = a$ суть следующие

$$B_r = 0, \qquad \frac{1}{r}\frac{\partial B_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = 0, \boldsymbol{v} = 0. \qquad (2)$$

Линеаризованные граничные условия на свободной поверхности $r = b$ сводятся к следующим

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{b}\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{v}{b} = 0, \qquad \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} = 0,\\
&-\frac{p}{\rho} - \Omega^2 bh + 2\frac{\mu}{\rho}\frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\gamma}{\rho}\left(\frac{\partial^2 h}{\partial z^2} + \frac{1}{b^2}\frac{\partial^2 h}{\partial \varphi^2} + \frac{h}{b^2}\right),\\
&\frac{\partial h}{\partial t} - u = 0, \quad B_r = 0, \qquad \frac{1}{r}\frac{\partial B_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = 0,
\end{aligned}$$

где функция h определяет поверхность раздела жидкостей. Из граничных условий удобно исключить h.

Линеаризованные МГД–уравнения допускают точные решения вида

$$\begin{aligned}
&\boldsymbol{v} = \hat{\boldsymbol{v}}(r)e^{i(\omega t+m\varphi+kz)}, \qquad \boldsymbol{B} = \hat{\boldsymbol{B}}(r)e^{i(\omega t+m\varphi+kz)},\\
&\hat{w} = \sum_{j=1}^{5} \widetilde{w}_{mj}, \quad \widetilde{w}_{mj} = C_{2j-1}H_m^{(1)}(\lambda_j r) + C_{2j}H_m^{(2)}(\lambda_j r),\\
&\hat{u} = \sum_{j=1}^{5}\left(\frac{im(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}\widetilde{w}_{mj} + \frac{ik}{\lambda_j}\widetilde{w}_{m-1j}\right),\\
&\hat{v} = \sum_{j=1}^{5}\left(\frac{m(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}\widetilde{w}_{mj} - \frac{\kappa_j}{\lambda_j}\widetilde{w}_{m-1j}\right),\\
&B_z = \sum_{j=1}^{5}\frac{ikB_0}{i\omega + \sigma^{-1}\mu^{-1}\kappa_j^2}\widetilde{w}_{mj},\\
&B_r = \sum_{j=1}^{5}\frac{ikB_0}{i\omega + \sigma^{-1}\mu^{-1}\kappa_j^2}\left(\frac{im(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}\widetilde{w}_{mj} + \frac{ik}{\lambda_j}\widetilde{w}_{m-1j}\right),\\
&B_\varphi = \sum_{j=1}^{5}\frac{ikB_0}{i\omega + \sigma^{-1}\mu^{-1}\kappa_j^2}\left(\frac{m(\kappa_j - k)}{\lambda_j^2 r}\widetilde{w}_{mj} - \frac{\kappa_j}{\lambda_j}\widetilde{w}_{m-1j}\right),
\end{aligned} \tag{3}$$

если параметры k, к и ω удовлетворяют соотношению

$$(\omega k + 2k\Omega + i\nu\kappa^3)(-i\omega + \sigma^{-1}\mu^{-1}\kappa^2) - i\mu^{-1}\rho^{-1}k^2\kappa B_0^2 = 0, \tag{4}$$

где k – аксиальное волновое число, m – азимутальное волновое число, к – параметр завихренности, ω – циклическая частота. В формулах (3) $\kappa_j, \mathrm{Im}\,\kappa_j \geq 0$ (j=1,…,5) – корни уравнения (4), $\lambda_j^2 = \kappa_j^2 - k^2$, C_n – произвольные постоянные (n=1,…,10). После подстановки решений в граничные условия получим линейную однородную алгебраическую систему уравнений относительно произвольных постоянных C_n, условие разрешимости которой является дисперсионным уравнением.

В докладе детально анализируется влияние магнитного поля и вязкости на дисперсионные характеристики волн и появление растущих решений. Под влиянием вязкости жидкости у волнового числа k появляется мнимая часть (коэффициент затухания). Показано, что осевое магнитное поле усиливает затухание инерционных волн во вращающемся слое проводящей вязкой жидкости. В отличие от вещественной части k, относительно малочувствительной к изменениям малых чисел Экмана E и Стюарта S, воздействие изменений E и S на коэффициент затухания значительно более сильное и наиболее заметно проявляясь при отношениях частот τ (циклической частоты волны к частоте вращения ротора), приближающимся к границам интервала (-2,2). Как видно из представленной на рис. 2 зависимости мнимой части безразмерного аксиального волнового числа нескольких первых мод от безразмерной частоты τ коэффициент затухания мод растет по абсолютной величине с ростом S.

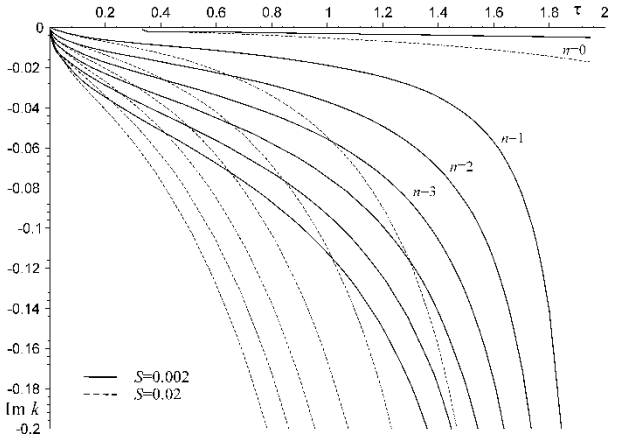


Рис. 2

Отметим, что в случае чисто азимутальной волны осевое магнитное поле не оказывает влияние на поле скоростей [6, 7]. Но чисто азимутальная волна возможна только в бесконечном цилиндре, т.е. если не учитывать влияние торцов. Если же учесть влияние торцов, то, оказывается, магнитное поле через влияние торцевых погранслойных течений на крупномасштабное движение жидкости проявляет стабилизируещее действие на всё движение жидкости.

[1] Gorbachev L., Nikitin N., Ustinov A. // Magn. Gidrodin. 1974. № 4. P. 32.
[2] Gelfgat Y., Priede J. // Magnetohydrodynamics (N.Y.) 1995. Vol. 31. P. 188.
[3] Koal K., Stiller J., Grundmann R. // Phys. Fluids. 2007. Vol. 19. P. 088107.
[4] Холодова С. Е. // Журнал вычислительной математики и матем. физики. 2008. Т. 48, № 5. С. 882.
[5] Солдатов И.Н. // Прикладная механика и техн. физика. 2015. Т. 56, № 3. С. 30.
[6] Брановер Г.Г., Цинобер А.Б. Магнитная гидродинамика несжимаемых сред. – М.: Наука, 1970, 380 с.
[7] Дерендяев Н.В., Солдатов И.Н. // Прикладная механика и техн. физика. 2004. Т. 45, № 1. С. 12.
[8] Kang H. et al. // Journal of Cellular Biochemistry. 2018. Vol. 119. P. 5676-5685.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ В НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНЫХ СЕТЯХ

Ю.А. Цыбина [1], С.Ю. Гордлеева [1, 2], М.И. Кривоносов [1], А.А. Заикин [1, 3]

[1] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2] Университет Иннополис
[3] University College London, United Kingdom

Введение

Рабочая память является физиологической системой для кратковременного хранения и обработки информации. В настоящее время не существует общепризнанной теоретической концепции механизма организации кратковременной рабочей памяти [1]. Одной из теорий формирования рабочей памяти является модель рабочей памяти, основанная на механизмах кратковременной синаптической пластичности [2]. Последние экспериментальные исследования показывают, что астроциты, один из типов глиальных клеток, способны модулировать синаптическую пластичность, а также участвовать в сигнализации и процессах обработки информации в нейронных сетях. Кроме того, экспериментально было выявлено, что астроциты играют роль в реализации когнитивных функций в том, числе в рабочей памяти. На основании этого в работе выдвигается гипотеза об участии астроцитов в процессах организации кратковременной рабочей памяти. А именно предполагается, что астроцитарная модуляция синаптической передачи в нейрон-астроцитарных сетях играет роль в формировании рабочей памяти. Для проверки данной гипотезы предлагается модель нейрон-астроцитарной сети, состоящая из взаимодействующих сетей импульсных нейронов и астроцитов. Астроцитарная сеть в данной модели осуществляет временное хранение информационных паттернов, которыми можно манипулировать (повторно обучать, извлекать, передавать) на временах кальциевой динамики в астроцитах. В свою очередь, активация астроцитарной сети происходит в ответ на когерентное возбуждение в соответствующих нейронных ансамблях. В данной работе мы продолжаем наше исследование, посвященное роли астроцитов в формировании кратковременной памяти [4], и показываем, что два механизма формирования памяти (астроцитарная модуляция синаптических связей и синаптическая пластичность Хебба [5]) могут эффективно работать параллельно.

Модель и архитектура нейрон-астроцитарной сети

Разработанная модель нейрон-астроцитарной сети состоит из трех слоев. Первый слой состоит из возбуждающих нейронов, второй – из тормозных нейронов, третий – из астроцитов. Динамика мембранного потенциала каждого нейрона в сети описывается моделью Ижикевича [6]. Нейроны первого слоя связаны между собой локальными возбуждающими синаптическими связями. нейроны первого слоя могут активировать тормозные нейроны второго слоя. В свою очередь, нейроны второго слоя связаны тормозными нелокальными синаптическими связями с нейронами первого слоя. Возбуждающие связи в первом слое нейронной сети и тормозные связи обучаются по правилу Хебба [5].

Каждый астроцит в сети соединен с соседними астроцитами щелевыми контактами, проницаемыми для молекул инозитол – 1,4,5-трифосфата (IP_3) и ионов кальция (Ca^{2+}). Для моделирования динамики внутриклеточной концентрации кальция в астроците мы использовали модель Ли-Ринцеля [7]. Каждый астроцит двунаправленно взаимодействует с нейронным ансамлем. Повышение уровня кальция в астроците происходит в ответ на повышение внеклеточной концентрации нейротрансмиттера, высвобождаемого нейронами при коррелированной генерации импульсов [8]. Генерация кальциевого импульса в астроците приводит к высвобождению нейроактивных веществ (глиотрансмиттеров), которые способны модулировать нейронную возбудимость и синаптическую передачу. Астроцит-опосредованная регуляция передачи сигнала в нейронной сети приводит к пространственной синхронизации нейронной активности. Исследовано влияние астроцитарной модуляции синаптической передачи на процессы формирования кратковременной памяти в предложенной нейрон-астроцитарной сети. Показано, что астроцит-опосредованная координация активности нейронной сети улучшает такие характеристики кратковременной памяти в модели, как степень корреляции воспроизводимых информационных паттернов с образцами.

Данная работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования грант № 075-15-2020-808.

[1] Lundqvist M., Herman P., Miller E.K. // Journal of Neuroscience. 2018. Vol. 38 (32). P. 7013.
[2] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319. Issue 5869. P. 1543.
[3] Santello M., Toni N., Volterra A. // Nature Neuroscience. 2019. Vol. 22, P. 154.
[4] Gordleeva S. Y., Tsybina Y. A., Krivonosov M. I., Ivanchenko M. V., Zaikin A. A., Kazantsev V. B. and Gorban A. N. // Frontiers in Cellular Neuroscience. 2021. Vol. 15.
[5] Hebb D. O. // John Wiley & Sons inc. 1949.
[6] Izhikevich E. // Ieee transactions on neural networks. 2003. Vol. 14. P. 1569.
[7] Li Y. X., and Rinzel J. // Theor. Biol. 1994. Vol. 166. P. 461.
[8] Gordleeva S. Y., Stasenko S. V., Semyanov A. V., Dityatev A. E., Kazantsev V. B. // Frontiers in Computational Neuroscience. 2012. Vol. 6.

Секция «Математическое моделирование процессов и систем»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – А.А. Дубков, секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»

Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО СОЕДИНЕННЫХ НЕЙРОНОПОДОБНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ОДНОНАПРАВЛЕННОЙ МЕМРИСТИВНОЙ СВЯЗЬЮ

Д.И. Большаков, А.С. Васин, А.И. Белов, В.В. Матросов, М.А. Мищенко, А.Н. Михайлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

На сегодняшний день одной из наиболее актуальных задач междисциплинарной науки является проектирование и исследование нейроморфных устройств. Такие устройства чаще всего применяются для создания систем обработки разного рода информации, с алгоритмами схожими с алгоритмами обработки данных человеческим мозгом или мозгом животных.

Ранее в работе [1] была описана математическая модель нейроноподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) с полосовым RC-CR фильтром, а так же было показано, что во всем пространстве параметров данной системы реализуются различные колебательные режимы, такие как регулярные колебания с одиночными импульсами, регулярные пачечные колебания с двумя, тремя и т.д. импульсами в пачке, а так же хаотические колебания. Отсутствие состояния равновесия обусловлено отсутствием постоянной составляющей сигнала управления в петле обратной связи системы ФАПЧ. В последствие, в [2] было проведено исследование областей существования различных колебательных режимов данной модели и построено разбиение пространства параметров на области существования данных режимов. В [3] было проведено экспериментальное исследование модели нейроподобного генератора на основе системы ФАПЧ с полосовым фильтром, в рамках которого, были получены результаты качественно похожие на результаты исследований в [1] и [2].

В качестве модели мемристивного элемента была использована модель мемристора второго порядка, построенная на основе динамической модели Чуа [4-6]. Данная модель была разработана и использована в связи с возможность реализации на ней частотно зависимой нелинейной связи, которая качественно повторяет динамику так называемой кратковременной пластичности живой нейрональной клетки. Данная частотная зависимость напрямую связана со скоростью заполнения и опустошения ионных ловушек.

Для реализации данной цели в первой части работы была проведена проверка зависимости проводимости мемристивного элемента от действия на него нейроноподобного генератора, находящегося в различных динамических режимах, а именно регулярная импульсная активность, регулярная пачечная активность и хаотическая импульсная активность. При экспериментальном исследовании влияния регулярной импульсной активности была установлена четкая зависимость пластичности мемристора (динамики параметра первого порядка) от частоты спайков. Например, если при частоте спайков 1,6 кГц проводимость мемристора увеличивается только до 70% от максимального значения, то при частоте 10 кГц это увеличение достигает 100% при том же количестве воздействующих импульсов, что связано с неполным опустошением ионных ловушек и влиянием накапливающегося заряда на динамику ионных перескоков.

При экспериментальном исследовании влияния пачечной активности было обнаружено, что эффект изменения проводимости мемристора происходит неравномерно в ответ на спайки пачки и сильно зависит от конкретного набора спайков в пачке. С одной стороны, это связано с вариациями амплитуд импульсов внутри пачки, а с другой – влиянием накапливающегося

ющегося заряда на ловушках, что приводит к изменению (например, к увеличению) потенциального барьера для миграции ионов. Последний эффект возникает лишь при достаточной частоте следования импульсов, когда ловушки не успевают полностью опустошаться.

Похожий эффект так же был обнаружен при воздействии хаотической спайковой активности. Существенные изменения в проводимости мемристора наблюдаются в те моменты времени, когда частота следования спайков оказывается ниже, что позволяет ловушкам освобождаться от накопленного заряда.

Из данной части исследования можно сделать вывод о том, что мемристивный элемент обладает ярко выраженной зависимость от частоты следования импульсов, а также следует отметить, полученные частотные характеристики качественно похожи на динамику работы так называемой кратковременной синаптической пластичности.

В рамках второй части работы была проведена проверка возможности синхронизации двух нейроноподобных генераторов, соединённых последовательно через мемристивный элемент.

При решении данной задачи было выявлено, что в случае взаимодействия двух нейроноподых генераторов, находящихся в автоколебательном режиме с различными собственными частотами, ведущий нейрон последовательно каждым спайком изменяет состояние мемристора в сторону увеличения проводимости, что в свою очередь приводит к увеличению тока, протекающего через мемристор, и, как следствие, к увеличению силы взаимодействия двух нейронов. Такое увеличение силы взаимодействия делает возможным синхронизацию двух нейронов, что подтверждается совпадением частот колебаний и медленным изменением разности фаз колебаний. Но в дальнейшем состояние мемристивного элемента продолжает смещаться в сторону проводящего состояния, и слишком сильная связь нарушает синхронизацию.

Из данной части исследования можно сделать вывод, что синхронизация двух связанных нейроноподобных генераторов имеет временный характер и сильно зависти от текущего состояния мемристивного элемента.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-23001 мк.

[1] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, № 4. С. 122.
[2] Matrosov V.V., Mishchenko M.A., Shalfeev V.D. // Eur. Phys. J. Spec. Top. 2013. Vol. 222, № 10. P. 2399.
[3] Mishchenko M.A., Bolshakov D.I., Matrosov V.V. // Tech. Phys. Lett. 2017. Vol. 43, № 7. P. 596.
[4] Chua L.O., Sung Mo Kang // Proc. IEEE 1976. Vol. 64, № 2. P. 209.
[5] Gerasimova S.A., Mikhaylov A.N., Belov A.I., Korolev D.S., Lebedeva A.V., Gorshkov O.N., Kazantsev V.B. // AIP Conference Proceedings. 2018. Vol. 1959. P. 090005.
[6] Guseinov D.V., Matyushkin I.V., Chernyaev N.V., Mikhaylov A.N. Pershin Y.V. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 144. P. 110699.

GENERATION OF SINE-GORDON BREATHERS IN LONG JOSEPHSON JUNCTIONS

D. De Santis[1)], C. Guarcello[2)], B. Spagnolo[1, 3)], A. Carollo[1)], D. Valenti[1)]

[1)] *University of Palermo*
[2)] *University of Salerno*
[3)] Lobachevsky *State* University of Nizhny Novgorod

In this paper we discuss a possible application of the nonlinear supratransmission effect as a generation mechanism for sine-Gordon breathers in a magnetically driven long Josephson junction. Our theoretical/computational analysis, based on a model which includes a dissipative term and an external current source, shows the effectiveness of the approach. Furthermore, we investigate the dynamics of the induced breathers by looking at their radiative decay process.

The dynamics of an overlap-geometry Josephson tunnel junction is approximately described by a perturbed sine-Gordon equation [1, 2]

$$\varphi_{xx} - \varphi_{tt} - \alpha\varphi_t = sin\,\varphi - \gamma, \tag{1}$$

where $\varphi(x,t)$ is the phase difference between the pair wave functions of the two superconductors. In Eq. (1), a subscript notation has been used to denote partial differentiation, i.e., $\partial\varphi/\partial t \equiv \varphi_t$, space is measured in units of the Josephson penetration depth $\lambda_J = \sqrt{\Phi_0/(2\pi J_c L_p)}$, and time in units of the reciprocal plasma frequency $\omega_p{}^{-1}$, where $\omega_p = \sqrt{2\pi J_c/(\Phi_0 C)}$. Here, J_c is the critical value of the Josephson current density, $L_p = \mu_0(2\lambda_L + t_{ox})/W$ is the inductance per unit length, $C = \epsilon_r\epsilon_0 W/t_{ox}$ is the capacitance per unit length, μ_0 is the vacuum permeability, λ_L is the London penetration depth, t_{ox} and ϵ_r are, respectively, the thickness and the relative permittivity of the oxide layer, W is the width of the junction, and ϵ_0 is the vacuum permittivity. The loss parameter α is defined by $\alpha = G/(\omega_p C)$, where G is an effective normal conductance, and $\gamma = J_b/J_c$ is the normalized bias current.

In the presence of a magnetic field H_{ex} applied to the $x = 0$ extremity of the device, perpendicular to the length of the junction and parallel to the plane of the barrier, the boundary conditions for the phase difference are

$$\varphi_x(0,t) = \eta, \qquad \varphi_x(l,t) = 0, \tag{2}$$

in which $\eta = -H_{ex}W/(J_c\lambda_J)$ is a dimensionless quantity related to the external field and $l = L/\lambda_J$ is the normalized length of the junction.

A breather is a localized, oscillating solution of the unperturbed sine-Gordon equation (i.e., Eq. (1) with $\alpha = \gamma = 0$) given by [3]

$$\varphi_b(x,t) = 4\arctan\left\{\frac{\sqrt{1-\omega^2}}{\omega}\frac{\sin\left[\dfrac{\omega(t-v_e x)}{\sqrt{1-v_e^2}}\right]}{\cosh\left[\dfrac{\sqrt{1-\omega^2}(x-v_e t)}{\sqrt{1-v_e^2}}\right]}\right\}, \tag{3}$$

where $\omega < 1$ and $v_e < 1$ are, respectively, the breather's proper frequency and envelope velocity. Equation (3) is often introduced as an analytic continuation of the kink-antikink state, which describes the collision between the simplest sine-Gordon soliton, i.e., the kink (also known as fluxon or vortex in the context of long Josephson junctions), and the corresponding antisoliton, i.e., the antikink.

In order to determine whether the nonlinear supratransmission effect [4] can be successfully employed for the generation of breather modes into a long Josephson junction, we consider the boundary conditions

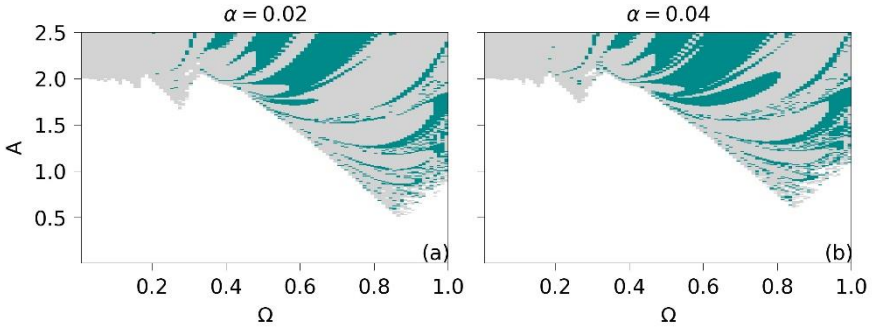
$$\varphi_x(0,t) = \widetilde{\mathrm{A}}\,(\mathrm{t})\sin(\Omega \mathrm{t})\,, \qquad \varphi_x(l,t) = 0 \tag{4}$$

with a forcing frequency $\Omega < 1$, which belongs to the medium's plasma gap, and Gaussian *switching on/off regimes*

$$\widetilde{\mathrm{A}}(t) = \begin{cases} A\exp\left[-\dfrac{(t-t_1)^2}{2\sigma_{on}^2}\right] & t < t_1 \\ A & t_1 \le t < t_0 \\ A\exp\left[-\dfrac{(t-t_0)^2}{2\sigma_{off}^2}\right] & t \ge t_0. \end{cases} \tag{5}$$

We usually take $t_1 = 3\sigma_{on}$, whereas t_0 is not set a priori, but it is adjusted with the aim of producing single breathers in the junction.

As presented in figure, the emergence of breather modes is numerically studied by looking at their localization in the (Ω, A) parameter space. Specifically, since the driving frequency falls in the junction's plasma gap, only evanescent waves are supported as long as the linear approximation holds (i.e., for the lower values of the amplitude); these regions are indicated by the white color. However, according to the nonlinear supratransmission effect, there exists a frequency-dependent threshold value of the amplitude that allows one to unlock a completely different regime, in which the energy is transmitted in the form of nonlinear travelling excitations (such as kinks and breathers). By means of a simple criterion, based on the well-known fact that breathers radiatively decay due to dissipation (while kinks remain stable) [5], we can identify the (Ω, A) combinations with at least a kink/antikink at $t = t_{max}$, where t_{max} is the observation time (light gray areas). The remaining (dark cyan) points are the ones in which breather modes only are eventually formed in the junction.



The two panels, obtained for $\alpha = 0.02$ and $\alpha = 0.04$, show that the extension of the only-breather regions grows for higher values of the damping coefficient, which can be understood by considering the breather as the result of the bond between a kink and an antikink generated as a pair.

We also investigated the radiative decay process of the induced (single) breathers. Since the peaks associated with the oscillation cycles follow an exponential trend, a standard fitting procedure is applied to these points, defining the breather lifetime τ as the reciprocal of the exponential decay rate. The obtained results (not shown here) are in good agreement with the perturbative prediction, i.e., $\tau \sim 1/\alpha$ [5].

Finally, we looked at the effect of the bias current. In this case, only-breather zones are expected to progressively vanish as the γ perturbation term gets stronger, since it tends to tear the breather state apart [6]. Such a phenomenon is indeed observed. However, our simulations (not shown here) also indicate that current values $\gamma \lesssim \alpha$ can support the formation of breather modes, which is an interesting fact.

[1] Scott A.C. Active and Nonlinear Wave Propagation in Electronics. – John Wiley, 1970.
[2] Guarcello C. et al. // J. Stat. Mech.-Theory E. 2016. P. 054012.
[3] Scott A.C. Nonlinear Science: Emergence and Dynamics of Coherent Structures. – Oxford, 2003.
[4] Geniet F., Leon J. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 134102.
[5] McLaughlin D.W., Scott A.C. // Phys. Rev. A. 1978. Vol. 18. P. 1652.
[6] Lomdahl P.S., Olsen O.H., Samuelsen M.R. // Phys. Rev. A. 1984. Vol. 29. P. 350.

MULTI-PARAMETER QUANTUM METROLOGY NEAR FIRST AND SECOND ORDER QUANTUM PHASE TRANSITIONS

G. Di Fresco[2)], B. Spagnolo[1,2)], D. Valenti[2)], A. Carollo[1, 2)]

[1)] Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod
[2)]University of Palermo

In this paper we study how the compatibility in the simultaneous estimation of different parameters can be affected by the critical behavior of many-body systems. The amount of incompatibility in an estimation scheme can be measured by the compatibility index R introduced in Ref. [1], which is proportional to the ratio between the mean Uhlmann curvature and the quantum Fisher information

$$R = \left\| 2i\, F_Q^{-1}\, U \right\|_\infty. \tag{1}$$

The compatibility index denotes the discrepancy between the attainable precision in a multi-parameter estimation setup and the precision predicted by the quantum Cramer-Rao bound. R has values that range in $[0,1]$. The limit $R = 0$ marks the maximal compatibility possible and it is an equivalent formulation of the compatibility conditions reported in Ref. [2]. The latter signals the conditions in which the attainable precision saturates the quantum Cramer-Rao bound, i.e. the ultimate precision achievable in any given setup. Higher values of the compatibility index describe situations in which the attainable precision deviates from the optimal one and $R = 1$ marks the maximal discrepancy possible.

Since the quantum Fisher information diverges at the critical point of a quantum phase transition, it is possible that the index in Eq. (1) goes to zero near criticality, so many-body systems become legitimate input probes for a metrological scheme. This situation was seen for the first time in Ref. [1] where the compatibility index of a one-dimensional Ising chain with a transverse magnetic field for a set of parameters goes to zero at the critical point. This work provides an extension of these concepts to qualitatively different systems.

The first system analyzed is an XY Ising chain, whose Hamiltonian has the following form

$$H = -\sum_{i=-M}^{M} \left(\frac{(1+\gamma)}{2} \sigma_i^x \sigma_{i+1}^x + \frac{(1-\gamma)}{2} \sigma_i^y \sigma_{i+1}^y + \lambda \sigma_i^z \right). \tag{2}$$

where σ_n^i $(i = x, y, z)$ are the Pauli matrices in the n-th site of the chain. Since the analytical form of the ground state is known, we choose it as an input probe for the metrological setup

$$\rho_0 = |\psi_g\rangle\langle\psi_g|. \tag{3}$$

The parameters of the estimation are introduced through the unitary rotation

$$U_\varphi = exp\, i\left(\varphi_x S_x + \varphi_y S_y + \varphi_z S_z\right). \tag{4}$$

We perform an infinitesimal rotation around the origin $(\varphi_x = \varphi_y = \varphi_z = 0)$. From the analytical expression of Eq. (3) it is possible to obtain the expression of the quantum Fisher information

$$F_{\mu\lambda} = 4C\left(S_\mu, S_\lambda\right), \tag{5}$$

where $C(S_\mu, S_\lambda)$ is the covariance of the spin operators. It is also possible to find the expression of the mean Uhlmann curvature

$$U_{\mu,\lambda} = -iTr\left(\rho\left[S_\mu, S_\lambda\right]\right). \quad (6)$$

The interesting result for this system is that the ferromagnetic region is a zone of huge compatibility, in which the R index has values close to zero and goes abruptly to 1 at the phase transitions with a behavior that resembles a step-function as the size of the chain increases.

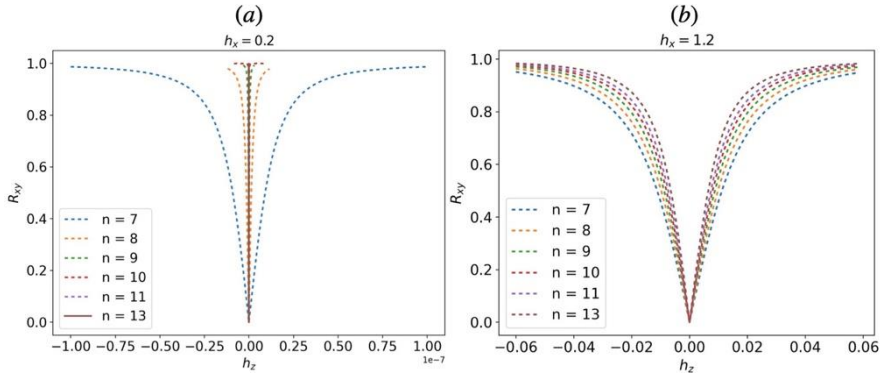
The other system analyzed is a one-dimensional Ising chain with transverse and longitudi-
nal magnetic fields, whose Hamiltonian has the following form

$$H = -\sum_i \sigma_i^z \sigma_{i+1}^z + h_x\sigma_i^x + h_y\sigma_i^y + h_z\sigma_i^z. \quad (7)$$

The presence of the longitudinal magnetic field, in this case, allows us to add to the set of estimation parameters the amplitude of the magnetic fields, a proxy of the order parameter of the systems. Despite its benefit, the presence of this term breaks the integrability of the systems, so we must diagonalize it numerically through the application of the Lanczos method. In order to compute the compatibility index, we found numerically the quantum Fisher information through a parabolic fitting of the Uhlmann fidelity [3] and the mean Uhlmann curvature through the linear fitting of the complex angle of the Bargmann invariant [4]. In this system the compatibility index seems not to be affected by the continuous phase transition, that occurs when the system crosses the point in which the modulus of the transverse field is equal to 1 and the longitudinal field is zero. This is probably due to the presence of also a first order phase transition that takes place when the systems cross the line $h_z = 0$ with a modulus of the transverse magnetic field less than 1. In the figure below we show how the compatibility index, for the simultaneous estimation of two of the three magnetic fields, is affected by the first order phase transition. As it can be seen, in the point $h_z = 0$ the compatibility index goes always to zero, probably because in this point the compatibility conditions are satisfied independently of the critical behavior of the system. However, the scaling behavior is completely different in the two scenarios: when $h_x = 0.2$ the presence of the first order phase transition makes R go abruptly to zero and scales exponentially with the size of the systems. On the other hand, when $h_x = 1.2$, the compatibility index goes slowly to zero with a linear scaling in the system size.

In this work we have seen a variegated dependence of the compatibility index on critical-ity. In fact, the R index displays qualitatively different behaviors at criticality from the results of Ref. [1], with a special focus on the role of the **first** order phase transitions on the compatibility of multi-parameter estimation. Lastly, we emphasize that the results presented here have been obtained for a paradigmatic model whose behavior is likely to be representative of a whole universality class.

The compatibility index R_{xy} for different values of n. (a): $h_x = 0.2$ and $h_z \in [-1e-7, 1e-7]$. (b): $h_x = 1.2$ and $h_z \in [-0.06, 0.06]$.



[1] Carollo A., Spagnolo B., Dubkov A.A., Valenti D. // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2019. P. 094010.
[2] Ragy S., Jarzyna M., Demkowicz-Dobrzanski R. // Phys. Rev. A. 2016. Vol. 94, № 5. P. 052108.
[3] Rossini D., Vicari E. // Phys. Rev. E. 2018. Vol. 98, № 6. P. 062137.
[4] Reuter M.E., Hartmann M.J., Plenio M.B. // Proceedings of the Royal Society of London Series A. 2007. Vol. 463. P. 1271.

ROLE OF RANDOMLY FLUCTUATING TEMPERATURE IN A 0-DIMENSIONAL BIOGEOCHEMICAL MODEL

R. Grimaudo[1)], P. Lazzari[2)], C. Solidoro[2)], D. Valenti[1)]

[1)] University of Palermo, Palermo, Italy
[2)] OGS, Trieste, Italy

To correctly and exhaustively model the dynamics of a marine ecosystem one has to consider the random perturbations coming from the environment. Indeed, the critical role played by environmental parameters in determining the steady-state of an aquatic ecosystem is clearly showed in phytoplankton population dynamics. In this case, for example, physical variables, such as temperature, can modify the spatio-temporal behaviour of the net growth rate of the phytoplankton biomass production mechanism [1]. Moreover, changes of limiting factors such as the light intensity and nutrient concentration cause the phytoplankton system to undergo a passage from a stability condition to another and vice-versa [2]. These examples indicate that noise should not be considered as only a source of disorder, but as a necessary and fundamental ingredient to correctly describe the dynamics of open systems and to unveil intriguing and counterintuitive effects. Thus, in view of a combined model/experiment approach, stochastic models represent a powerful tool suitable to capture and predict the dynamics of biogeochemical properties of real marine ecosystems.

In the light of these considerations and according to previous works [3,4], the model used in this work takes into account the effects of random fluctuations by considering the temperature as a stochastic process. We have devised a zero-dimensional stochastic biogeochemical flux model (SBFM), starting from the well-known deterministic biogeochemical flux model (BFM) [5]. The latter is used in a wider context to simulate the biogeochemical dynamics as driven by circulation, seawater properties, photosynthetically active radiation, and biogeochemical interactions. The BFM simulates a planktonic food web of four phytoplankton populations (P1, P2, P3, P4), one heterotrophic bacterial group (B1), two microzooplankton groups (Z5, Z6), and two mesozooplankton groups (Z3, Z4). It accounts for biogeochemical cycles of carbon, phosphorus, nitrogen, and silicate. The evolution of dissolved and particulate organic matter is also included, as well as the dynamics of the microbial loop.

As claimed above, the SBFM includes additive noise sources to simulate the stochastic variability of physical variables such as the temperature. In particular, we have modified the initial (deterministic) BFM by considering the temperature as a stochastic process, i.e. a virtual Brownian particle "moving" under the influence of a self-correlated Gaussian noise, modeled through a term of additive noise, which accounts for random fluctuations coming from the environment and always present in a real ecosystem. Mathematically the temperature is described by the following Langevin equation

$$T(t) = T_{det}(t) + F_T(t), \tag{1}$$

$$\frac{dF_T(t)}{dt} = -\frac{F_T}{\tau} + \xi_T(t), \qquad F(0) = 0, \tag{2}$$

where $\xi_T(t)$ is a white Gaussian noise with mean value and correlation function given by

$$\langle \xi_T(t) \rangle = 0, \qquad \langle \xi_T(t)\xi_T(t') \rangle = D\delta(t - t') \tag{3}$$

with D being the noise intensity and F_T is the temperature fluctuation.

The fluctuation of temperature described by eq. 2 corresponds to a damped brownian motion, the so called Ornstein-Uhlenbeck process. The damping strength is parametrised by the temporal scale τ. D is the amplitude of the noise fluctuation expressed in $^oC^2/s$. The introduction of the damping term is extremely important. In fact, perturbing the system by modeling the temperature as a Brownian particle, i.e. subject to white Gaussian noise, results in a divergence of the temperature variance in time. Selecting different values of D and τ allows to estimate how a prescribed variance of temperature affects biogeochemical dynamics.

In order to find out possible nonmonotonic behaviours, in the figure below different curves of mean value biomass concentrations for different values of τ against the parameter D are shown. The mean value concentrations of the populations, shown in the figure below, appear to depend on both τ and D, whose values determine the steady value of the temperature's standard deviation (amplitude of fluctuations) (plot not shown). Further, the mean value concentrations of the nine populations are not equally influenced by σ_T (random fluctuations of temperature). The concentrations of the most abundant species in the stochastic approach (B1, P3, Z5, Z6, Z4) deviate from the deterministic value (see the left part of the curves in the figure) approximately of -13\% for bacteria (B1) and -32\% for omnivorous mesozooplankton (Z4). Larger effects (>100\%) are found for P1, P2, P4, Z3.

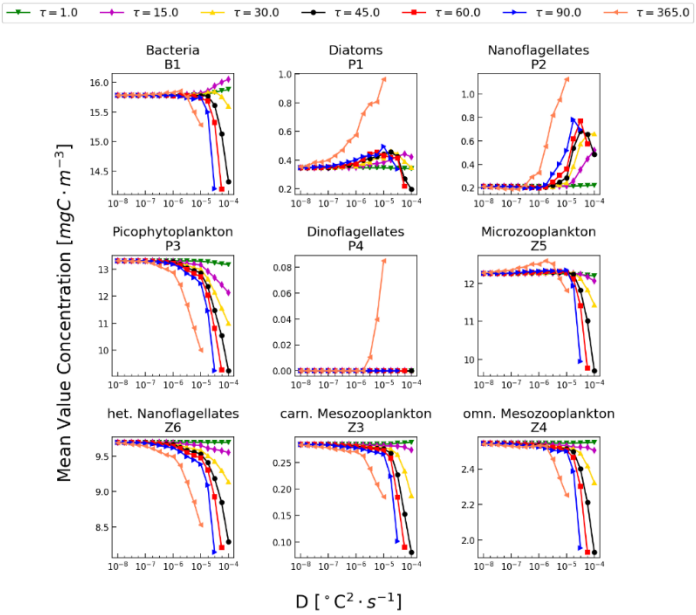
Dinoflagellates are always extinct except for τ=365 days and $D > 7.5 \times 10^{-6}$ $^oC^2/s$, which indicates the constructive role of random fluctuations, whose presence can contribute to preserve some populations excluded in the deterministic regime. From the point of view of real ecosystems this could explain the appearance or disappearance of some planktonic groups and the enhancement of diversity driven by fluctuations.

Nonmonotonic behaviour emerges both for bacteria and microzooplankton as a function of the noise parameters, a phenomenon typical of noise-affected nonlinear systems. In particular, bacteria exhibits a nonmonotonic behaviour with respect to τ for $D=10^{-4}$ $^oC^2/s$. Besides the nonmonotonicity for τ=365 days, which characterizes the microzooplankton and, to a lesser extent, bacteria and omnivorous mesozooplankton, we see that other two nonmonotonic behaviours are present: diatoms and nanoflagellates indeed exhibit an evident maximum for τ varying in the interval [45,90] days.

Results from the stochastic 0-D BFM. Each panel shows the mean value (the average is taken over time and over 1000 realizations) of carbon intracellular content (mgC/m^3) of BFM plankton functional type with respect to the noise intensity parameter D and for seven different values of τ, namely: τ =1 day (green line, down-triangle markers), τ =15 days (purple line, diamond markers), τ =30 days (yellow line, up-triangle markers), τ =45 days (black line, circle markers), τ =60 days (red line, square markers), τ =90 days (blue line, right-triangle markers), τ =365 days (orange line, left-triangle markers).

In conclusion, we have seen that it is extremely interesting to study the effects of noise in marine ecosystems, which are a particular example of complex system, because of their intrinsic nonlinearity and their interaction with random fluctuations coming from the environment. Indeed, we have shown that the interplay between the nonlinearity and noisy perturbations makes the system dynamics unpredictable in a non-trivial way, giving rise, in our case, to characteristic nonmonotonic behaviours of the mean value concentration of the nine

population biomasses with respect to the two parameters τ and D which characterize the stochastic process describing the randomly fluctuating temperature.



[1] Hickman A., Dutkiewicz S., Williams R., Follows M. // Marine Ecology Progress Series. 2010. Vol. 406. P. 1.
[2] Valenti D., Denaro G., Spagnolo B., Conversano F., Brunet C. // PLoS One. 2005. Vol. 10, № 1. P. 0115468.
[3] Spagnolo B., Valenti D., Fiasconaro A. // Mathematical Biosciences & Engineering . 2004. Vol. 1. P. 185.
[4] Liu Q.-X., Jin Z., Li B.-L // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2008. Vol. 5. P. 05011.
[5] Lazzari P., Solidoro C., Ibello V., Salon S., Teruzzi A., B´eranger K., Colella S., Crise A. // Biogeosciences. 2012. Vol. 9, № 1. P. 217.

THERMAL NOISE EFFECT ON THE MAGNETIZATION REVERSAL PHENOMENON IN ANOMALOUS JOSEPHSON JUNCTIONS

C. Guarcello

University of Salerno

In our work, we discuss the bistable behavior of the magnetization of a current-biased φ_0-junction [1, 2, 7, 8], with the aim to eventually conceive applications based on the current-induced magnetization reversal [4, 5]. This kind of superconductor-ferromagnet-superconductor Josephson junctions, which include a ferromagnetic thin film with an out-of-plane magnetic anisotropy and a Rashba-like spin-orbit coupling (SOC), may show a finite phase shift, φ_0, in the current-phase relation [6, 18]. In the past few years many efforts have been devoted to the theoretical study of this device [10, 11, 13-17].

The electrodynamics of a short φ_0-junction can by investigated through the resistively and capacitively shunted junction (RCSJ) model for the phase difference φ, generalized to include the anomalous phase shift φ_0, and which in normalized units reads as follow [4,5]

$$\frac{d\varphi}{dt} = \omega\left[I_{bias}(t) - \sin\left(\varphi - rm_y\right) + I_{th}(t)\right] + r\frac{dm_y}{dt}. \quad (1)$$

Here, $\varphi_0 = rm_y$, since we are considering a two-dimensional SOC with momenta in the plane of the ferromagnetic film and the charge current flows in x direction, and $m_{x,y,z} = M_{x,y,z}/M$ are the normalized magnetization components, with $M = \sqrt{M_x^2 + M_y^2 + M_z^2}$, so that $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$. The term $I_{bias}(t)$ is the current bias flowing through the junction, which is modelled as a rectangular pulse with intensity A_s and width $\sigma = 10$. Moreover, $\omega = \omega_J/\omega_F$, with $\omega_J = 2\pi I_c R/\Phi_0$ being the characteristic frequency of the junction (R and I_c are the critical current and the normal-state resistance of the device, respectively, and Φ_0 is the flux quantum), and $\omega_F = g_r K/M$ is the ferromagnetic resonance frequency (g_r is the gyromagnetic ratio and K is the anisotropy constant).

In Eq. (1), $I_{th}(t)$ is a "thermal current" contribution with the usual white-noise statistical properties that, in normalized units, can be expressed as

$$\langle I_{th}(t)\rangle = 0 \quad \text{and} \quad \langle I_{th}(t)I_{th}(t')\rangle = 2D_I\delta(t-t'), \quad (2)$$

where

$$D_I = \frac{k_B T}{R}\frac{\omega_F}{I_c^2} = \frac{1}{\omega}\frac{k_B T}{E_J} \quad (3)$$

is the dimensionless amplitude of thermal-current fluctuations.

The time evolution of the magnetization can be described in terms of the Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equation [9]

$$\frac{d\boldsymbol{M}}{d\tau} = \frac{\alpha}{M}\left(\boldsymbol{M}\times\frac{d\boldsymbol{M}}{d\tau}\right) - g_r\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{H}_{eff}. \quad (4)$$

Here, α is phenomenological dimensionless Gilbert damping parameter, and the effective field is $H_{eff,i} = -\frac{1}{V}\frac{\partial F}{\partial M_i}$ with $i = x, y, z$, where V is the volume of the ferromagnetic layer and the free energy of the junction can be written as

$$F = -E_J\varphi I_{bias} + E_S(\varphi,\varphi_0) + E_M. \quad (5)$$

Here, $E_J = \Phi_0 I_C/(2\pi)$, $E_S(\varphi, \varphi_0) = E_J[1 - \cos(\varphi - \varphi_0)]$, and $E_M = -\frac{KV}{2}\left(\frac{M_z}{M}\right)^2$ is the magnetic energy depending on the anisotropy constant K. The ratio between the energy scales of the system is indicated by the parameter $\varepsilon = E_J/(KV)$. The effective magnetic field reads

$$\boldsymbol{H}_{eff} = \frac{k}{M}[\varepsilon r \sin(\varphi - r m_y)\hat{y} + m_z \hat{z}]. \quad (6)$$

It is convenient to write the LLG equations in spherical coordinates [12], so that the normalized components of the magnetization can be expressed in terms of the polar and azimuthal angles θ and χ as

$$\begin{aligned} m_x(\tau) &= \sin\theta(\tau)\cos\chi(\tau) \\ m_y(\tau) &= \sin\theta(\tau)\sin\chi(\tau) \\ m_z(\tau) &= cos\theta(\tau). \end{aligned} \quad (7)$$

By normalizing the time to the inverse of the frequency ω_F, i.e., $t = \omega_F \tau$, the LLG equations reduces to the following two coupled equations

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{1+\alpha^2}(\tilde{H}_{eff,\chi} + \alpha \tilde{H}_{eff,\theta}) \\ \frac{d\chi}{dt} &= \frac{csc\theta}{1+\alpha^2}(\alpha \tilde{H}_{eff,\chi} - \tilde{H}_{eff,\theta}), \end{aligned} \quad (8)$$

where

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{eff,\theta} &= \varepsilon r \sin(\varphi - r m_y)\cos\theta\sin\chi - m_z \sin\theta \\ \tilde{H}_{eff,\chi} &= \varepsilon r \sin(\varphi - r m_y)\cos\chi. \end{aligned} \quad (9)$$

Thermal noise also affects directly the magnetization dynamics via a stochastic field H_{th}, a sort of "thermal field," which can be added to the effective magnetic field term in Eq. (4) [3]. The amplitude of this stochastic term is $D_H = (\varepsilon\alpha\omega)D_I$ [4].

Figure 1 shows the stationary magnetization, $m_z^{t\gg1}$, i.e., the value of m_z at the time $t = t_{\max} = 100$, as a function of both the Gilbert damping parameter, α, and the SOC strength, r, at different value of the pulse amplitude $A_s = \{1.2, 1.35\}$, see top and bottom panels, respectively, with and without considering the thermal current effect (the noise amplitude is equal to $\gamma = 0.005$). The other parameters are $\varepsilon = 10$, $\omega = 1$, $\sigma = 5$, and $m_z(t = 0) = +1$, i.e., at $t = 0$ we assume that the magnetization of the ferromagnetic layer points towards the positive z direction.

In Fig. 1(a)-(c) we show the behaviour of $m_z^{t\gg1}$ as a function of r and α in the deterministic case, namely, in the absence of noise, $\gamma = 0$. Here, we observe contour plots composed by many narrow dark fringes in which $m_z^{t\gg1} = -1$. These fringes tend to enlarge and merge by increasing further the bias current. The structure of these contour plots, indeed, depends largely on the value of the pulse amplitude A_s, despite we observe in both cases showed in Fig.1 the appearance of large areas in which the magnetization reversal systematically occurs.

The situation changes significantly if we include the thermal current fluctuations. The stochastic maps in Fig.1(b)-(d) are computed by averaging the stationary magnetization over 100 independent numerical runs. We observe that at small r the magnetization reversal phenomenon is still absent, whereas noise mostly affects the regions with large r where the averaged value of the stationary magnetization tends to distribute around zero. However,

one can still observe dark regions in which the magnetization switching occurs. With a red circle we highlight in Fig. 1(b)-(d) the region around the points (α, r) where the magnetization takes the largest negative average magnetization, i.e., the most stable (α, r) points.

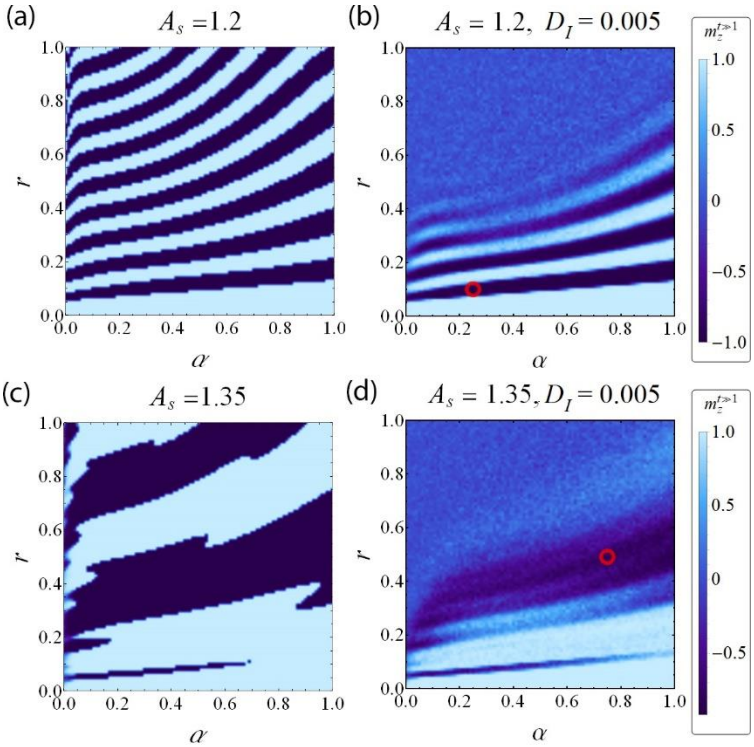


Figure 1

In conclusion, we studied the robustness of the magnetization reversal phenomenon in a φ_0-junction against unavoidable thermal fluctuations. We observed that a sufficiently intense noise contribution can even prevent the magnetization reversal phenomenon to take place. Our finding can therefore be used for carefully setting the temperature of the system, in order to assure the magnetization reversal induced by a current pulse, regardless of thermal noise disturbances.

[1] Bergeret F.S., Tokatly I.V. // Europhys. Lett. 2015. Vol. 110, № 5. P. 57005.
[2] Buzdin A. // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101, № 10. P. 107005.
[3] Coffey W.T., Kalmykov Y. // J. Appl. Phys. 2012. Vol. 112, № 12. P. 121301.
[4] Guarcello C., Bergeret F. S. // Phys. Rev. App. 2020. Vol. 13, № 3. P. 034012.
[5] Guarcello C., Bergeret F. S. // Chaos Soliton Fract. 2021. Vol. 142. P. 110384.

[6] Guarcello C., Citro R., Durante O., Bergeret F. S., Iorio A., Sanz-Fernández C., Strambini E., Giazotto F., Braggio, A. Phys. Rev. Research. 2020. Vol. 2, № 2. P. 023165.
[7] Konschelle F., Buzdin A. // Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102, № 1. P. 017001.
[8] Konschelle F., Tokatly I.V., Bergeret F.S. // Phys. Rev. B. 2015. Vol. 92, № 12. P. 125443.
[9] Landau L.D., Lifshitz E.M. // Sov. Phys. 1935. Vol. 8. P. 153.
[10] Mazanik A.A., Rahmonov I.R., Botha A.E., Shukrinov Y.M. // Phys. Rev. App. 2020. Vol. 14, № 1. P. 014003.
[11] Nashaat M., Bobkova I.V., Bobkov A.M., Shukrinov Y.M., Rahmonov I.R., Sengupta K. // Phys. Rev. B. 2019. Vol. 100. P. 054506.
[12] Romá F., Cugliandolo L.F., Lozano G.S. // Phys. Rev. E. 2014. Vol. 90, № 2. P. 023203.
[13] Shukrinov Y.M., Mazanik A., Rahmonov I.R., Botha A.E., Buzdin A. // Europhys. Lett. 2018. Vol. 122. P. 37001.
[14] Shukrinov Y.M., Nashaat M., Rahmonov I.R., Kulikov K.V. // JETP Lett. 2019. Vol. 110, № 3. P. 160.
[15] Shukrinov Y.M., Rahmonov I.R., Botha A.E. // IEEE T. Appl. Supercon. 2018. Vol. 28, № 7. P. 1.
[16] Shukrinov Y.M., Rahmonov I.R., Sengupta K. // Phys. Rev. B. 2019. Vol. 99, № 22. P. 224513.
[17] Shukrinov Y.M., Rahmonov I.R., Sengupta K., Buzdin A. // Appl. Phys. Lett. 2017. Vol. 110, № 18. P. 182407.
[18] Strambini E., Iorio A., Durante O., Citro R., Sanz-Fernández C., Guarcello C., Tokatly I.V., Braggio A., Rocci M., Ligato N., Zannier V., Sorba L., Bergeret F. S., Giazotto F. // Nat. Nanotechnol. 2020. Vol. 15. P. 656.

АНАЛИЗ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ПРОВОДЯЩЕЙ НИТИ МЕМРИСТОРА, ОБУСЛОВЛЕННЫХ ДИФФУЗИЕЙ ИОНОВ КИСЛОРОДА

В.С. Кочергин[1)], А.В. Клюев[1)], Д.В. Суняйкин [1)], Н.И. Штрауб[1)], А.В. Якимов [1)], B. Spagnolo[1, 2, 3)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] Universitàdi Palermo and CNISM, Italy
[3)] Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy

С целью исследования нестационарных процессов в проводящей нити мемристора использовался виртуальный мемристор, в котором для формирования одиночного филамента в тонкопленочном образце стабилизированного иттрием диоксида циркония (YSZ) применен зонд сканирующего атомно-силового микроскопа (АСМ). Схема установки представлена в работах [1, 2].

Сначала зонд приводится в контакт с поверхностью пленки YSZ, и временные отсчеты значений тока I_t (t) через зонд записываются при нулевом напряжении, приложенном к зонду, V_g = 0 (состояние «1», есть контакт), чтобы измерить внутренний шум экспериментальной установки. Затем выполняется электроформовка подачей напряжения V_g = +6 В до тех пор, пока ток не достигнет заданного значения 10–20 нА. После этого данные о шуме для состояния низкого сопротивления (СНС) записываются при V_g = +3 В. Затем образец переключается в состояние высокого сопротивления (СВС) путем подачи напряжения, линейно уменьшающегося до V_g = –6 В. После этого шум в СВС записывается при V_g = +3 В. Затем образец снова переключается в СНС путем увеличения V_g до +6 В, и измерения шума в СНС повторяются. После этого образец снова переключается в СВС и так далее. Всего с одной точки поверхности выполняется до 10 циклов измерения шума в СНС и СВС. Наконец, внутренний шум экспериментальной установки измеряется с поднятым зондом над поверхностью образца на расстояние 4 мкм (состояние «0», нет контакта). Частота дискретизации во всех измерениях составляет 15 995 Гц. Каждый набор данных (далее – скан) содержит 200 записей по 1024 выборки (общая длительность одной записи составляет 64.02 мс) для удобства дальнейшего быстрого преобразования Фурье (БПФ) и усреднения. Длительность одной записи составляет 64.02 мс, а каждый скан занимает около 12.8 с.

В СВС данные шума почти идентичны внутреннему шуму экспериментальной установки в состоянии «0» из-за очень малого тока через зонд. Поэтому данные для СВС здесь не приводятся, а дальнейший анализ проводится для СНС, где ток значительно больше, чем в СВС. Записи производились последовательно одна за другой.

Осциллограмма тока $I_t(t)$ в скане СНС «1» показана на рис. 1. Этот ток явно нестационарен; сканы «2» – «6» демонстрируют аналогичное поведение. Осциллограмма последнего фрагмента из скана «1» (200-я запись) представлена на рис. 2. В данном фрагменте отчетливо видно присутствие случайного телеграфного процесса (СТП). В большинстве сканов СТП столь явно не проявляется.

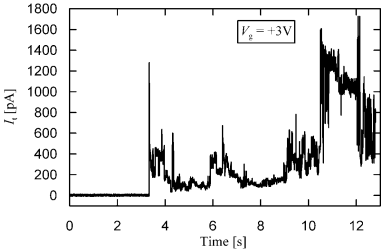


Рис. 1

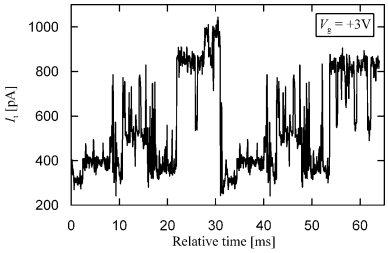


Рис. 2

Полученные оценки функции плотности вероятности (pdf) для последовательных («1» – «6») сканов в СНС представлены на рис. 3. Эти оценки усечены по горизонтальной оси током I_t = 200 пА для более четкого представления результатов. Отсюда мы явно видим нестационарность шума в токе $I_t(t)$. Скан «1» характеризуется относительно широким разбросом тока $I_t(t)$ и имеет негауссовскую форму функции плотности вероятности.

С течением времени измерения функция плотности вероятности преобразуется. Последний скан «6» имеет pdf, близкую к закону Гаусса, аналогично скану «(0)» внутреннего шума экспериментальной установки.

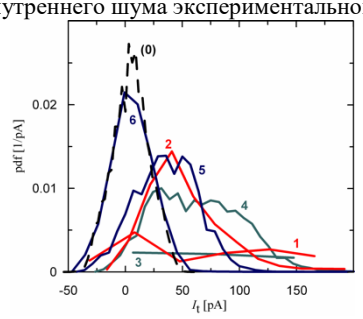


Рис. 3

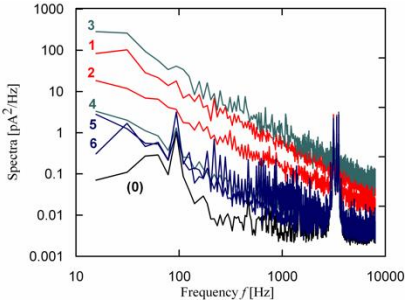


Рис. 4

Эти же сканы используются для оценки спектров $S_i(f)$. Для i = 0 мы имеем спектр внутреннего шума экспериментальной установки, а для i = [1, 6] – спектры тока $I_t(t)$ из последовательно записываемых сканов. Эти спектры показаны на рис. 4. Здесь наглядно видно присутствие квазигармонических помех; эти компоненты удаляются при дальнейшей обработке.

Некоторые статистические параметры этих оценок представлены в таблице. Первый столбец этой таблицы содержит перечень обработанных сканов «1» – «6», средние данные этих сканов «Avr» и среднеквадратичное значение внутреннего шума экспериментальной установки «(0)». Следующие четыре столбца содержат оценочные данные, характеризующие функцию плотности вероятности: $\langle I_t \rangle$ – среднее значение тока $I_t(t)$ через зонд АСМ, в пА; σ – среднеквадратичные значения флуктуаций этого тока после вычитания той же характеристики внутреннего шума экспериментальной установки, которая фигурирует в строке «(0)»; γ_3 и γ_4 – коэффициенты асимметрии и эксцесса как мера отклонения от закона Гаусса. Следующие два столбца содержат

подгоночные параметры A и γ для фликкерной компоненты спектра шума (1) в пА^2/Гц

$$S_{Fit}(f) = \frac{A}{f^{\gamma}}, f \in [f_L; f_H]. \quad (1)$$

Последний столбец таблицы содержит оценки среднеквадратичной величины скачков электронного тока через нить в пА [2, 3, 4]

$$i_0 = \sqrt{< a_m{}^2 >}. \quad (2)$$

Здесь a_m - величина скачка в токе I_t, обусловленная единичным скачком иона кислорода внутри, либо около проводящей нити. Угловые скобки означают статистическое усреднение. В разных сканах величина i_0 составляет от 0.6 до 9.2 пА, со средним значением по всем шести сканам 4.9 пА.

Табл.

№	<I_t>	σ, пА	γ_3	γ_4	A	γ	i_0, пА
«1»	299	375	1.6	1.7	4500	1.3	6.9
«2»	64	69	4.2	25.0	1000	1.3	3.2
«3»	269	289	3.5	21.6	8000	1.3	9.2
«4»	63	35	0.4	-0.3	100	1.3	1.0
«5»	37	25	1.0	5.5	40	1.3	0.6
«6»	6.7	19	6.3	91.5	120	1.3	1.1
«Avr»	**123**	**196**			**2300**	**1.3**	**4.9**
«(0)»	4.3	16	0.0	-0.4	2.0	1	

Как видно из таблицы, электронный ток через проводящую нить демонстрирует нестационарное поведение с разными значениями статистических параметров от одного скана к другому. Тем не менее предложенный косвенный метод спектроскопии НЧ фликкер-шума дает возможность оценить структуру электронного тока через виртуальный мемристор нанометрового размера, не уточняя механизма электронной прыжковой проводимости.

Предложенный косвенный метод спектроскопии НЧ фликкер-шума дает возможность оценить структуру электронного тока через виртуальный мемристор нанометрового размера, не уточняя механизма электронной прыжковой проводимости.

Следует отметить, что подобный эффект деградации наблюдается также и в образцах из нитрида кремния Si_3N_4, исследованных в [5]. С уменьшением толщины проводящей нити также уменьшается и стабильность ее характеристик. Необходимо иметь в виду, что для увеличения скорости переключения требуется быстрая диффузия ионов кислорода, а для уменьшения деградации образца – наоборот.

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074–02-2018-330 (2). Измерения проводились на оборудовании Научно-образовательного центра физики твердотельных наноструктур ННГУ.

[1] Аникина Ю. И., А.В. Якимов, Д.О. Филатов, О.Н. Горшков, Д.А. Антонов, Д.А. Лискин, И.Н. Антонов, А.В. Клюев, Спаньоло Б. // Труды XXIII научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения Н.А. Железцова. 2019. С. 489.
[2] 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.
[3] Штрауб Н.И., Якимов А.В., Клюев А.В., Горшков О.Н., Филатов Д.О., Кочергин В.С., Спаньоло Б. // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвящённой 75-летию радиофизического факультета. 2020. С. 454.
[4] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Klyuev A.V., Shtraub N.I., Kochergin V.S. and Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 148. P. 111014.
[5] Суняйкин Д.В., Якимов А.В., Клюев А.В., Горшков О.Н., Филатов Д.О., Антонов Д.А., Михайлов А.Н., Димитракис П., Спаньоло Б. // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвящённой 75-летию радиофизического факультета. 2020. С. 450.

EFFECT OF EXTERNAL NOISE ON THE RESISTIVE STATE OF THE MEMRISTIVE STRUCTURES BASED ON ZRO_2(Y)

M.N. Koryazhkina[1)], A.I. Belov[1)], M.E. Shenina[1)], I.N. Antonov[1)], A.N. Mikhaylov[1)], D.O. Filatov[1)], O.N. Gorshkov[1)], N.V. Agudov[1)], A.A. Dubkov[1)], B. Spagnolo[1, 2)]

[1)] Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod
[2)] University of Palermo

The development of the a new type of computer non-volatile memory – Resistive Random-Access Memory and its key elements – memristors (or memristive structures) – is one of the most pressing scientific and technical problems of modern information technologies. Memristor is a capacitor capable of changing the conductivity of a dielectric under the influence of an applied voltage and maintaining a state with a certain resistance for a long time without additional energy. The operating of memristors is based on the effect of resistive switching (RS). It is a reversible bistable (multistable) change in the electrical conductivity of a dielectric under the influence of an external electric field. Today's understanding of the RS mechanisms is based mainly on the concept of filaments. A filament is a conductive area inside a dielectric. Filaments are formed during the electroforming process. In this process the atomic configuration in the filament region changes. This leads to a local changes in conductivity. The switching of a memristor from the low-resistance state (LRS) to the high-resistance state (HRS) is achieved by the rapture of the filament by a voltage pulse. The filament can be restored by a voltage pulse of the opposite polarity that results in the switching from the HRS to LRS.

It should be stressed that the RS is a random process essentially. This is due to the fact that the rapture and restoring of the filaments in oxides take place near the interface of the filament with one of the electrodes through the jumps of the O^{2-} ions via the oxygen vacancies in a small volume (several cubic nanometers) near the filament tip.

The memristor can be considered as a multistable nonlinear system whose behavior can be described using the methods of statistical physics. The impact of noise on such systems can lead to the occurrence of phenomena, where noise plays a constructive role. Some phenomena inherent to the stochastic multistable systems have been observed in memristors indeed [1-8].

The present work is dedicated to the results discovered changes in the resistive state of memristive structures based on ZrO_2(Y) under the influence of external noise signal. Schematic representation of investigated memristive structure shown in Fig.1. The lateral dimension of the active area of the memristive structure is 20×20 μm^2. The electroforming and preliminary electrical characterization of the memristive structures were performed using Agilent B1500A semiconductor device parameter analyzer.

Investigation of the effect of external noise on the resistive state of the memristive structures based on ZrO_2(Y) was carried out using the Multifunction I/O Device USB-6361 (National Instruments). A constant offset (1.5 V) with superimposed external white Gaussian noise with different intensity (in the range of $4.9\cdot(10^{-13} – 10^{-11})$ $V^2\cdot s$) was applied with a frequency of 2 MHz to the memristive structure in a LRS at room temperature. The current response of a memristive structure was recorded with a frequency of 2 MHz from a load resistor (100 Ω), which was connected in series with the structure.

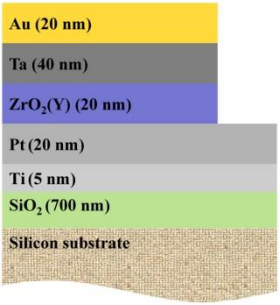


Fig. 1

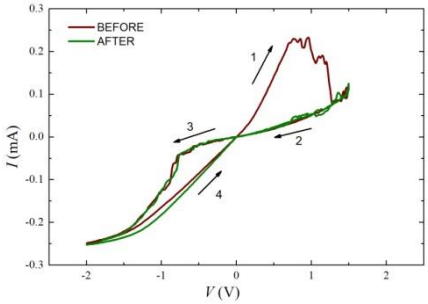


Fig. 2

The resulting waveform of the current was obtained as time average over a short time interval $T_a = M \cdot t_s = 5 \times 10^{-5}$, where $M = 100$ is the number of points in the time series of the current, measured within the interval T_a. The duration of each experiment was 10 s. As a result of effect of external noise signal, the memristive structure changed its resistive state to a less conductive one.

Fig. 2 show the typical current-voltage curves, measured in the current compliance mode before and after effect of external noise signal.

Fig. 3 show the typical waveform of the current flowing through the memristor under the external noise signal. It is shown that the application of a constant offset with superimposed noise leads to a change in the resistive state of the memristive structure. It is assumed that this transition is associated with a change in the potential profile of the memristive structure (microscopically with a change in the current-carrying capability of the filament).

Fig. 4 shows the dependence of the relaxation time on the noise intensity. The relaxation time of the resistive state (τ) is understood as the average time during which the initial value of the current decreases by a factor of e. To determine the relaxation time, each waveform of the current was approximated by a decaying exponential dependence.

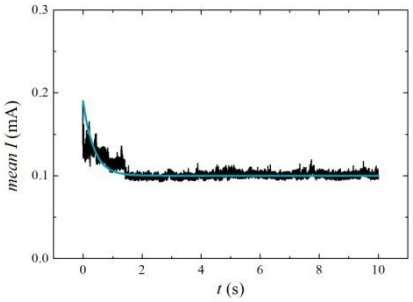


Fig. 3

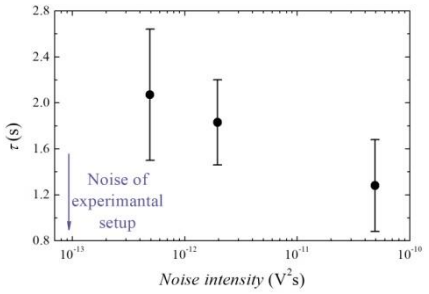


Fig. 4

In the present work, we have investigated experimentally the response of a memristive structures based on ZrO_2(Y) to external noise signal. It is shown that the application of such signals leads to a change in the resistive state of the memristive structure.

Acknowledgements

This work was supported by the Government of the Russian Federation (agreement No. 074-02-2018-330 (2)). The studies were performed using the hardware resources of the collective use center: Research and Education Center “Physics of Solid State Nanostructures” Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod.

[1] Patterson G.A., Fierens P.I., Grosz D.F. // Applied Physics Letters. 2013. Vol. 103. P. 074102.
[2] 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. // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2019. Vol. 2019. P. 124026.
[3] Ntinas V., Rubio A., Sirakoulis G.C., Rodriguez R., Nafria M. // Proc. 2019 IEEE/ACM International Symposium on Nanoscale Architectures (NANOARCH). 2019. P. 1.
[4] Filatov D.O., Novikov A.S., Baranova V.N., Antonov D.A., Kruglov A.V., Antonov I.N., Zdoroveyshchev A.V., Koryazhkina M.N., Gorshkov O.N., Dubkov A.A., Carollo A., Spagnolo B. // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2020. Vol. 2020. P. 024005.
[5] Agudov N.V., Safonov A.V., Krichigin A.V., Kharcheva A.A., Dubkov A.A., Valenti D., Guseinov D.V., Belov A.I., Mikhaylov A.N., Carollo A., Spagnolo B. // Journal of Statistical Mechanics: Theory and Experiment. 2020. Vol. 2020. P. 024003.
[6] Ntinas V., Rubio A., Sirakoulis G.C., Aguilera E.S., Pedro M., Crespo-Yepes A., Martin-Martinez J., Rodriguez R., Nafria M. // IEEE Transactions on Circuits and Systems II: Express Briefs. 2021. Vol. 68. P. 1378.
[7] Mikhaylov A.N., Guseinov D.V., Belov A.I., Korolev D.S., Shishmakova V.A., Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Maldonado D., Alonso F.J., Roldán J.B., Krichigin A.V., Agudov N.V., Dubkov A.A., Carollo A., Spagnolo B. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 144. P. 110723.
[8] Ushakov Y., Balanov A., Savel’ev S. // Chaos, Solitons and Fractals. 2021. Vol. 145. P. 110803.

РЕАЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРА СЛУЧАЙНЫХ ЧИСЕЛ НА ОСНОВЕ МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВ ДЛЯ СИСТЕМ ИНФОРМАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

А.Н. Михайлов, Д.В. Гусейнов, А.И. Белов, Д.С. Королев, А.Н. Шарапов, М.О. Шамшин, В.И. Лукоянов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Программные средства криптографической защиты обладают высокой степенью уязвимости, поэтому с развитием новых прорывных технологий, в частности «Интернета вещей», насущной проблемой становится создание компактных аппаратных систем безопасности, которые не уступают программным системам в эффективности, но при этом являются гораздо более защищенными. Основная идея создания таких аппаратных систем защиты – это использование физически неклонируемых функций, которые определяют криптографические ключи из вариации процессов изготовления или естественного разброса параметров изготовленных структур. Один из возможных вариантов аппаратных систем, реализующих эту идею, основан на использовании в качестве ключевого элемента мемристора [1, 2].

Принцип работы

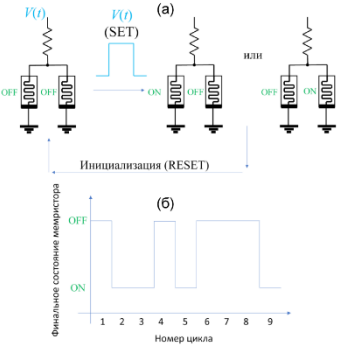


Рис. 1

Для генерации случайных последовательностей чисел используется случайное переключение одного из двух или более параллельных мемристоров в проводящее состояние при подаче общего напряжения смещения. Данный принцип проиллюстрирован на рис. 1а на примере двух параллельно соединенных мемристоров. При подаче общего импульса напряжения, соответствующего процессу SET, как только один из двух мемристоров переходит в проводящее состояние (ON), процесс завершается, так как падение напряжения на втором мемристоре становится недостаточным для переключения (известный принцип «победитель забирает все»). Итоговое состояние одного из мемристоров в паре от цикла к циклу дает случайную последовательность бинарных состояний, как это схематически показано на рис. 1б. Для инициализации исходных высокоомных состояний (OFF) для обоих мемристоров реализуется процесс

RESET. В случае мемристоров с одинаковыми характеристиками вероятность переключения одного мемристора равна 50%, что дает равномерное распределение случайных чисел в последовательности. При отличии в параметрах резистивных состояний могут использоваться последовательные сопротивления, подстраивающие необходимое падение напряжения на каждом из мемристоров.

Проведено теоретическое (компьютерное) моделирование динамики резистивных состояний мемристивных устройств на основе экспериментально определенных параметров резистивного переключения и выбранных режимов электрического воздействия, сгенерированы в модели бинарные последовательности чисел с длиной не менее 106 бит, пригодные для проведения статистических тестов NIST.

Для описания динамики одного мемристора использовалась одномерная модель порогового типа, где параметру состояния x ставилась в соответствие длина проводящего канала (филамента), формирующегося и разрушающегося в оксидном слое мемристивного устройства в процессе резистивного переключения:

$$\frac{dx}{dt} = f(V) \quad (1)$$

Функция f(V) описывает динамику переменой x за счет дрейфа вакансий / ионов кислорода при напряжениях выше порогового:

$$\begin{cases} f(V) = a \cdot exp\big(b(V - V_{th})\big), \ |V| \geq |V_{th}| & (2) \\ f(V) = 0, \ |V| \leq |V_{th}|, & (3) \end{cases}$$

где a и b коэффициенты, V – напряжение на мемристоре, а V_{th} – пороговое напряжение. Так как в рассматриваемой схеме действует ограничение по току I_{cc}, предотвращающее повреждение мемристора при подаче отрицательного импульса SET, то напряжение на мемристоре V определяется как:

$$\begin{cases} V = V_{th}, \ I < I_{cc} & (4) \\ V = I_{cc}\dfrac{R_1 R_2}{R_1 + R_2}, I > I_{cc}' & (5) \end{cases}$$

где $R_{1,2} = R_{ON} \cdot x + R_{OFF} \cdot (1 - x)$ – сопротивления мемристоров 1 и 2, а $I = V_{in} \cdot (R_1 + R_2)/(R_1 R_2)$ – ток в цепи. Следует отметить, что данное выражение описывает «просадку» напряжения на мемристоре, которая лежит в основе описанного выше принципа «победитель забирает все».

Экспериментальная часть

Были использованы микроустройства на основе структур «металл-оксид-металл» (Au/Zr/ZrO2(Y)/TiN/Ti) в интегральном исполнении, удовлетворяющие повышенным требованиям к устойчивости резистивного переключения (до 10^6 циклов перезаписи) и стабильности заданных резистивных состояний (не менее 10^4 с) для генерации случайных бинарных последовательностей чисел.

Резистивное переключение производилось путём подачи периодических переключающих импульсов с определённой амплитудой и длительностью. Для отдельных мемристивных микроустройств исследованы зависимости вероятности переключения от амплитуды (1-2 В) и длительности (0,02-100 мс) прямоугольного импульса напряжения SET, который переводит мемристор в проводящее состояние. Для определения

вероятности переключения для каждой комбинации параметров импульса SET, данный импульс подавался не менее 50 раз с инициализацией непроводящего состояния импульсом RESET после каждого импульса SET. Типичные значения вероятности в зависимости от амплитуды (U_{SET}) и длительности (τ_{SET}) импульса SET представлены на рис. 2. Видно, что при больших амплитудах U_{SET} вероятность переключения стремится к единице. По мере уменьшения амплитуды для каждого конкретного τ_{SET} вероятность уменьшается. От длительности импульса τ_{SET} зависимость прослеживается лишь для амплитуд в диапазоне 1-1,5 В, когда напряжение может быть недостаточным для полного переключения. В этих случаях мемристор чаще всего остаётся в промежуточном состоянии (неполное переключение).

τ_{Set}(мс) / U_{Set}(В)	-1	-1,5	-2
0,02	0,084211	0,8125	1
0,1	0,5	0,833333	1
1	0,276596	0,808511	1
10	0,244186	0,802469	1
100	0,276596	1	1

Рис. 2

Проведено тестирование с применением стандартных статистических тестов NIST сгенерированных бинарных последовательностей чисел, которые подтвердили их случайный характер и возможность их использования при построении криптографических ключей. Генерация бинарных случайных последовательностей чисел осуществлялась как в представленной выше модели, так и в эксперименте (рис. 3 и рис. 4 соответственно) с использованием отобранных параметров импульсов SET, подходящих для полного переключения каждого мемристивного устройства в паре.

All Tests Passed

Number	Name	P-Value
1	MonobitFrequencyTest	0.477704
2	BlockFrequencyTest	0.305553161516
3	RunsTest	0.130405
4	LongestRunsOnes10000	0.520569
5	BinaryMatrixRankTest	0.819091
6	SpectralTest	0.672934
7	NonOverlappingTemplateMatching	0.89141
8	OverlapingTemplateMatching	0.455234
9	MaurersUniversalStatisticTest	0.839079
10	LinearComplexityTest	0.852957
11	SerialTest	0.9778855200
12	ApproximateEntropyTest	0.578193
13	CumulativeSumsTest	0.834147
14	RandomExcursionsTest	0.431859
15	RandomExcursionsVariantTest	0.248705

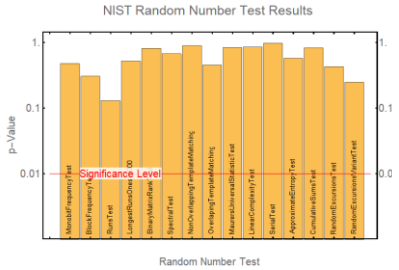


Рис. 3

All Tests Passed

Number	Name	P-Value
1	MonobitFrequencyTest	2.74873×10^{-6}
2	BlockFrequencyTest	9.31985×10^{-6}
3	RunsTest	0.282692
4	LongestRunsOnes10000	Indeterminate
5	BinaryMatrixRankTest	0.629552
6	SpectralTest	0.725766
7	NonOverlappingTemplateMatching	0.950704
8	OverlapingTemplateMatching	0.00735726
9	MaurersUniversalStatisticTest	$1.778151384878451 \times 10^{2961} - 9.79316520157943 \times 10^{2960}$
10	LinearComplexityTest	0.743885
11	SerialTest	0.114288017616
12	ApproximateEntropyTest	8.04756×10^{-6}
13	CumulativeSumsTest	2.65732×10^{-7}
14	RandomExcursionsTest	0.434943
15	RandomExcursionsVariantTest	0.239317

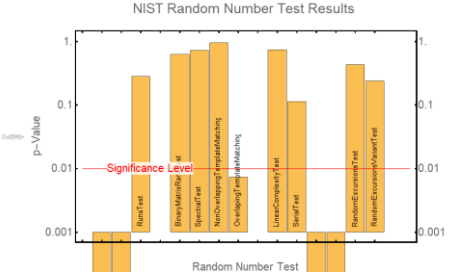


Рис. 4

Заключение

Линейка из параллельно соединённых мемристивных структур может быть использована как элемент аппаратной системы генерации бинарной случайной последовательности. Путём вариации параметров переключения и добавочных сопротивлений можно управлять вероятностью переключения того или иного мемристора в линейке.

Тестирование модельных данных генерации случайных чисел показало, что полученная последовательность отвечает критериям «истинно случайной» последовательности. Экспериментальные же данные подтверждают это лишь отчасти, ввиду малой длительности последовательности для тестирования.

[1] Jiang H., Belkin D., Savel'ev S.E., Lin S., Wang Z., Li Y., Joshi S., Midya R., Li C., Rao M., Barnell M., Wu Q., Joshua Yang J., Xia Q. // Nature Commun. 2017. Vol. 8. P. 882.

[2] Nili H., Adam G.C., Hoskins B., Prezioso M., Kim J., Mahmoodi M., Merrikh Bayat F., Kavehei O., Strukov D.B. // Nature Electronics. 2018. Vol. 1. P. 197.

АНАЛИЗ ЭНЕРГИЙ АКТИВАЦИИ ДИФФУЗИИ ИОНОВ КИСЛОРОД В МЕМРИСТОРАХ МЕТОДОМ ФЛИККЕР–ШУМОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

О.В. Маторина[1)], А.В. Клюев[1)], А.В. Якимов[1)], B. Spagnolo[2, 3)]

1) ННГУ им. Н.И. Лобачевского
2) Università di Palermo and CNISM, Italy
3) Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Italy

Исследовался виртуальный мемристор, состоящий из контакта проводящего зонда атомного силового микроскопа (АСМ) к тонкой плёнке переключающего диэлектрика – диоксида циркония, стабилизированной иттрием (YSZ), нанесённой на базовый TiN электрод. Диаметр контакта зонда с плёнкой составлял около 10 нм.

Анализировался электрический ток $I_t(t)$, протекающий через проводящий канал (филамент) в плёнке, образованный под зондом АСМ, как в низком (LRS), так и в высоком (HRS) резистивном состоянии. Измерены спектры тока в высоком и низком резистивных состояниях. Обнаружено, что шум в HRS имеет практически тот же спектр, что и собственный шум экспериментальной установки. В LRS наблюдался значительный фликкерный шум (ФШ). Определён параметр формы спектра (γ) ФШ. Предполагается, что этот шум связан с движением ионов кислорода через кислородные вакансии (V_{OS}) в филаменте, которое характеризуется различающимися (случайными) значениями энергии E активации. Найден вид вероятностного распределения энергий активации диффузии ионов кислорода внутри проводящего филамента, вплоть до предельного случая (γ=1), рассмотренного А. Ван дер Зилом [1]. Значения энергий, определённые по спектру ФШ [2–4], удовлетворительно совпадают с результатами измерений при температурах 300–500 К на образцах с макроскопическими контактами, E=0.53–0.56 эВ, приведёнными в работе [5].

Измерения проводились с использованием Omicron® UHV AFM / STM LF1. Базовое давление остаточных газов в камере АСМ составляло ~10^{-5} Торр (см. [6]). Схема измерения тока показана на рис. 1. Ток I_t оцифровывался для дальнейшей обработки с помощью многофункционального анализатора ADSViewer, см., например, [7, 8].

Сначала зонд был приведен в контакт с поверхностью плёнки YSZ, и записаны временные реализации тока $I_t(t)$ при напряжении, приложенном к электродам, V_g=0 (состояние 1 «В контакте»); измерялся шум экспериментальной установки. Затем была выполнена электроформовка филамента нарастающим напряжением V_g = +6 В, пока ток не достиг предварительно установленного значения 10–20 нА. После этого записан шум в LRS при V_g = +3 В. Затем образец переключен в HRS напряжением, линейно уменьшавшимся до V_g = –6 В. После чего записан шум при V_g = +3 В. Был снова измерен шум установки; зонд поднят над поверхностью образца примерно на 4 мкм (состояние 0 «Нет контакта»).

Частота дискретизации во всех измерениях составляла 15 995 Гц, каждый набор данных содержал 200 записей по 1024 выборки для удобства дальнейшего быстрого преобразования Фурье и усреднения полученных спектрограмм.

Обнаружено, что шум установки можно считать гауссовым и стационарным. В HRS характеристики шума идентичны шуму установки. Иная ситуация наблюдалась в LRS: шум нестационарен. Полный спектр шума $S_T(f)$ состоит из спектра шума $S_{LRS}(f)$, генерируемого филаментом, и спектра шума установки $S_0(f)$.

Чтобы определить спектр $S_{LRS}(f)$ шума, генерируемого филаментом, мы вычли спектр $S_0(f)$ из $S_T(f)$. Полученный спектр и его аппроксимация зависимостью $1/f^{\gamma}$ показаны на рис. 2.

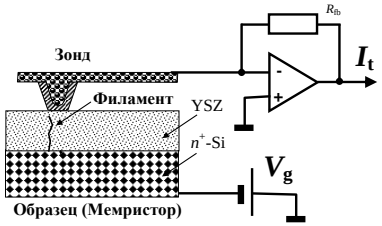


Рис. 1

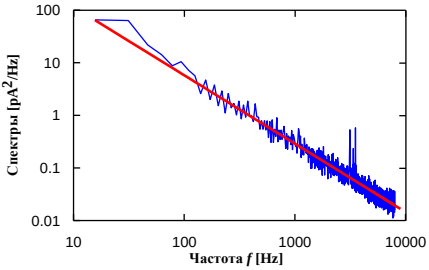


Рис. 2

Спектр $S_{LRS}(f)$ имеет фликкерный характер; его аппроксимация (с параметрами $A_0=2.3\times10^3$; $\gamma=1.3$) описывается следующим соотношением:

$$S_{Fit}(f) = \frac{A_0}{f^{\gamma}}[pA^2/Hz] \quad (1)$$

В качестве причины ФШ рассматривается движение (дрейф / диффузия) V_{OS} внутри филамента. Использована модель [1], см. также [9, 10]. Элементарный скачок V_O требует энергии активации E. Средняя частота этих скачков определяется соотношением (здесь $f_T=10^{13}$ Гц – средняя частота тепловых колебаний решетки):

$$f_c(E) = f_T exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad (2)$$

Скачки V_{OS} порождают случайный телеграфный шум (RTN) в проводимости $G=G(t)$ филамента. Спектр этого шума $S_{RTN}(f \mid f_c)$ имеет лоренцев тип.

Средняя частота (2) имеет смысл частоты среза для лоренцева спектра [2-4]. V_{OS} внутри филамента имеют энергии активации E, характеризуемые pdf $W_E(E)$, определяющей pdf $W_c(f_c)$ частот среза (здесь $E(f_c)=kT\ln(f_T/f_c)$, см. (2)).

Спектр $S_G(f)$ флуктуаций проводимости определяется перестройкой вакансионной структуры V_{OS} (здесь N_T – количество подвижных вакансий внутри филамента):

$$S_G(f) = N_T \int_{(f_c)} S_{RTN}(f|f_c) W_c(f_c) df_c \quad (3)$$

Интеграл в (3) рассчитывается по всему диапазону частот f_c. Спектр ФШ как суперпозиция лоренцевых спектров представлен на рис. 3. В общем случае такой спектр наблюдается в ограниченных (но достаточно широких) пределах $f\in[f_L; f_H]$.

Для простоты здесь используется финитная pdf частот среза:

$$W_c(f_c) = \frac{B_c}{f_c^{\gamma}};\ B_c = \frac{1-\gamma}{f_H^{1-\gamma} - f_L^{1-\gamma}};\ f_c \in [f_L; f_H] \quad (4)$$

Если $\gamma\to1$, коэффициент нормировки равен $B_c=1/\ln(f_H/f_L)$. Высшая и низшая частоты определяются пределами для энергии активации $E\in[E_1; E_2]$:

$$E_1 = kTln\left(\frac{f_T}{f_H}\right);\ E_2 = kTln\left(\frac{f_T}{f_L}\right) \quad (5)$$

Pdf для энергий активации имеет вид (здесь B_E – коэффициент нормировки):

$$W_E(E) = B_E exp\left[(\gamma - 1)\frac{E}{kT}\right], E \in [E_1;\ E_2] \quad (6)$$

Данное распределение для различных значений γ представлено на рис. 4.

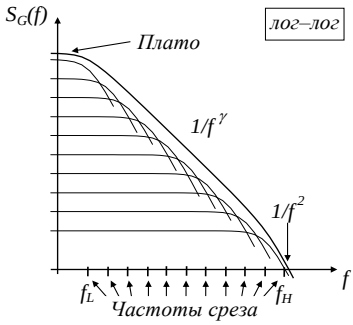


Рис. 3

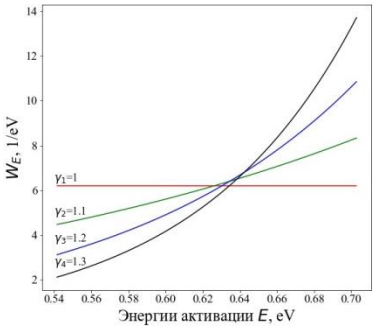


Рис. 4

Таким образом, исследованы шумы в мемристорной структуре на основе тонкой плёнки диоксида циркония, стабилизированной иттрием. Проанализированы энергии активации диффузии ионов кислорода внутри проводящего филамента. Эта диффузия приводит к стохастической модуляции проводимости филамента, проявляющейся через фликкерный шум электрического тока через структуру.

Изменение параметра формы фликкерной компоненты спектра приводит к изменению формы вероятностного распределения энергий активации диффузии ионов кислорода.

Например, увеличение параметра формы спектра отражает увеличение относительного вклада более низкочастотных компонент фликкерной компоненты спектра. Это объясняется увеличением относительного вклада процессов, обладающих большими значениями энергии активации.

Необходимо отметить, что метод шумовой спектроскопии применим не только к анализу диффузионных процессов в мемристорах, но и, например, к анализу генерации-рекомбинации магнитных дефектов (магнитных квазимонополей) в спиновом льду [11–12].

Настоящая работа поддержана Правительством Российской Федерации, договор № 074-02-2018-330 (2). Измерения проводились на оборудовании Научно-образовательного центра физики твердотельных наноструктур ННГУ.

[1] Van der Ziel A. // Physica. 1950. Vol. 16, № 4. P. 359.

[2] Аникина Ю.И., Якимов А.В., Филатов Д.О., Горшков О.Н., Антонов Д.А., Лискин Д.А., Антонов И.Н., Клюев А.В., Spagnolo B. // В кн. Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13–21 мая 2019 г. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 489.

[3] 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.
[4] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Antonov D.A., Liskin D.A., Antonov I.N., Belyakov A.V., Klyuev A.V., Carollo A., and Spagnolo B. // Appl. Phys. Lett. 2019. Vol. 114. P. 253506.
[5] Tikhov S., Gorshkov O., Antonov I., Morozov A., Koryazhkina M., Filatov D. // Advances in Condensed Matter Physics. 2018. Article ID 2028491, 8 pages.
[6] Gorshkov O., Filatov D., Antonov D., Antonov I. // Advances in Condensed Matter Physics. 2015. Article ID 104657, 6 pages.
[7] Беляков А.В., Клюев А.В., Якимов А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 2. С. 149.
[8] Belyakov A.V., Klyuev A.V., and Yakimov A.V. // Fluct. Noise Lett. 2017. Vol. 16, № 3. Article ID 1750030, 14 pages.
[9] Орлов В.Б., Якимов А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1990. Т. 33, № 2. С. 196.
[10] Якимов А.В. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 6. С. 590.
[11] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V. // Fluct. Noise Lett. 2017. Vol. 16, № 4. Article ID 1750035, 8 pages.
[12] Klyuev A.V., Ryzhkin M.I., Yakimov A.V., Spagnolo B. // J. Stat. Mech.: Theory Exp. 2019. P. 094005.

МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НАЧАЛЬНОГО ЭТАПА КЛАСТЕРООБРАЗОВАНИЯ Si ПРИ ПОСТИМПЛАНТАЦИОННОМ ОТЖИГЕ SiO_2

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

В настоящее время продолжается интенсивный поиск путей улучшения характеристик и стабильности приборных структур и элементов энергонезависимой памяти нового типа [1]. При этом основными для исследователей в этой области остаются вопросы о природе стохастичности и стабильности электрофизических характеристик мемристивных устройств. Сформировалось устойчивое мнение об определяющем влиянии на эти характеристики дефектов рабочего слоя мемристора [2, 3]. В связи с этим представляется перспективной возможность управления характеристиками мемристора за счёт модификации дефектной структуры, в частности, методом ионной имплантации. Так, в работе [4], было обнаружено улучшение ВАХ мемристоров на основе аморфных плёнок SiO_2 (a-SiO_2), облучённых ионами Xe^+. Проведение данного исследования было инициировано тем, что, согласно общепринятой модели образования путей проводимости (филаментов), для диэлектриков на основе неорганических окислов основным агентом, обеспечивающим их высокую проводимость, являются вакансии кислорода. Однако, наряду с кислородными вакансиями, в процессе формовки и переключения мемристивных структур формируются и междоузельные атомы. Образование дефектов обоих типов имеет место и при ионном облучении. При наличии высоких температур, развивающихся во время формовки и переключения [5, 6], а также при отжигах ионно-имплантированных мемристивных структур, возможны явления кластерообразования кремния, а образовавшиеся кластеры могут, в свою очередь, влиять на их характеристики. Так, в [7] было экспериментально установлено существование кластеров Si в филаментах мемристоров на основе SiO_2.

В [4] методом молекулярной динамики нами было установлено, что введение в a-SiO_2 15% кислородных вакансий приводит к формированию компактных образований (комплексов) из 2-3 атомов Si при температурах 300-900 К за время ~ 10 нс. Однако, в этом расчёте не учитывались междоузельные атомы Si, образующиеся в каскадах смещения, что также могло катализировать процесс формирования Si-кластеров. Полученный результат даёт основания предположить, что механизм проводимости по филаменту в a-SiO_2 может реализовываться не только с участием вакансий кислорода, но и нанокластеров кремния. Поскольку установлено, что в зоне филамента (5-20 нм) температура в состоянии низкого сопротивления может достигать более 1000 К [5, 6], то можно предполагать наличие процесса самоотжига дефектных структур в этой области. Поэтому представляет интерес теоретически (а затем экспериментально) исследовать влияние на ВАХ мемристоров на основе этого материала избыточных атомов кремния.

С этой целью для оценки скорости и «глубины» процессов атомной перестройки нами было проведено молекулярно-динамическое моделирование с использованием

пакета LAMMPS [8] процесса отжига аморфного $SiO_{1.7}$, облучённого ионами Si^+ с энергией 20 кэВ и дозой $1 \cdot 10^{17}$см$^{-2}$ при температуре 1500 К.

Основной задачей реализации численного эксперимента было создание моделируемого объёма a-SiO_2, изначально содержащего 15% вакансий кислорода и насыщенного ионами кремния в соответствие с заданной дозой на определённой глубине, а также содержащего точечные дефекты, созданные этими ионами. За основу был взят тот же объём 60×60×60 А^3, что и использованный в работе [4].

Для расчёта числа смещённых в междоузлия атомов кремния и кислорода, а также их вакансий на разных глубинах проникновения ионов в мишень были использованы данные программы SRIM [9] для глубины 20 нм a-SiO_2, что соответствовало примерно половине толщины плёнок, использованных в наших экспериментах с мемристивными структурами.

Рассчитанное число вакансионных дефектов структуры создавалось их случайным удалением, а имплантированные ионы Si^+ – случайным внедрением в межатомное пространство при выполнении условия, что расстояние между двумя атомами не должно было быть меньше суммы атомных радиусов соответствующих соседей.

Координаты атомов кластеров периодически фиксировались с временным промежутком 5 нс (начиная с 25 нс) и приводились к нулевой температуре. Полученные значения координат использовались для оценки структурных характеристик моделированного объёма с использованием специально написанного комплекса программ.

Обработка массива координат позволила наблюдать эволюцию в процессе отжига числа, взаимного расположения скоплений атомов кремния, размеров кластерных образований и основных структурных единиц аморфного диоксида кремния типа SiO_4. Также рассчитывались радиальные функции распределения атомов как отмеченных образований, так и моделируемого объема в целом, а также углы между связями.

Некоторые результаты представлены на рис. 1. На нем показаны изменения числа кластеров, содержащих разное число атомов кремния, в зависимости от времени отжига. Они свидетельствуют о взаимном перетекании атомов кремния между кластерами разного размера.

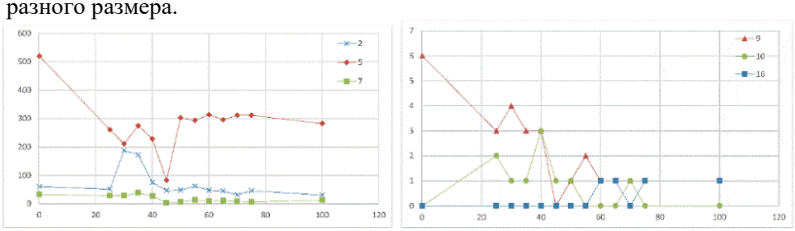


Рис. 1

Расчет радиальных функций распределения (рис. 2 и 3), проведенный для кластеров с достаточно большим числом атомов кремния, показал их соответствие структуре кристаллического Si.

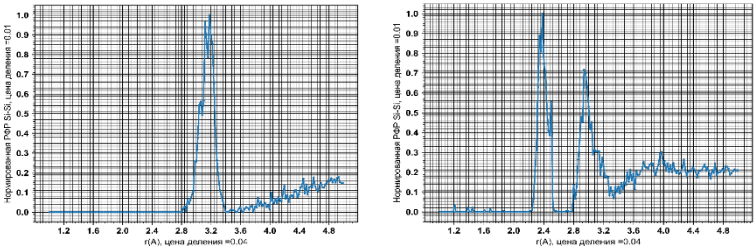


Рис. 2

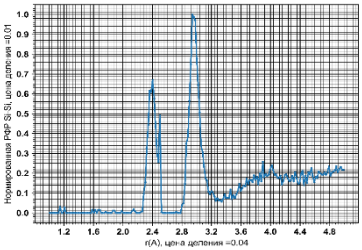


Рис. 3

На рис. 4 представлена эволюция кластеров, содержащих 5 и 8 атомов Si в начальный и конечный моменты времени.

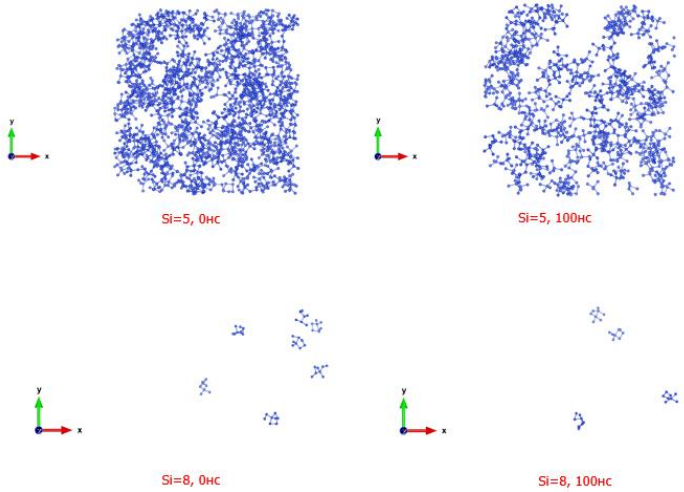


Рис. 4

Таким образом, проведенный в данной работе расчет показал возможность существенной перестройки структуры слоя аморфного SiO_2 в филаменте в условиях высокой концентрации внедренного ионной имплантацией кремния и (или) большой концентрации вакансий. Поскольку такие процессы сопровождаются случайным и

постоянным образованиям электронных ловушек в локальной области, то именно они могут быть ответственны за стохастичность процесса мемристивного переключения, шумовые характеристики и, в конечном счёте, деградацию мемристора.

Работа поддержана Правительством Российской Федерации (контракт № 074-02-2018-330 (2)).

[1] Arun N., Sangani L.D.V., Kumar K. Vinod, Mangababu A., Krishna M.G., Pathak A.P., Nageswara Rao S.V.S. // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. 2021. Vol. 32. P. 2973.
[2] Mikhaylov A.N., Guseinov D.V., Belov A.I. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 144. P. 110723.
[3] Guseinov D.V., Tetelbaum D.I., Mikhaylov A.N. et al. // International Journal of Nanotechnology. 2017. Vol. 14, № 7/8. P.604.
[4] Окулич Е.В., Окулич В.И., Тетельбаум Д.И. // ПЖТФ. 2020. Т. 46, вып.1. С. 24.
[5] G. Pahinkar D., Basnet Pr., P. West M., Zivasatienraj B., Weidenbach A., Doolittle W.A., Vogel E., Graham S. // AIP Advances. 2020. Vol. 10. P. 035127.
[6] Ma Ya., Li D., Herzing A.A., A. Cullen D.A., Sneed Br. T., More K.L., Nuhfer N.T., Bain J.A., Skowronski M. // ACS Appl. Mater. Interfaces. 2018. Vol. 10, № 27. P. 23187.
[7] E. Manolov, J. Paz-Delgadillo, V. Dzhurkov, N. Nedev, D. Nesheva, M. Curiel-Alvarez, B. Valdez-Salas. // IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2019. № 1186. P. 012022-1.
[8] https://lammps.sandia.gov/
[9] http://srim.org/

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ПЕРЕХОДА МЕМРИСТОРА НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$ В СОСТОЯНИЕ С ВЫСОКИМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

В.А. Шишмакова[1)], А.С. Новиков[1)], Д.О. Филатов[1)], М.Е. Шенина[1)], О.Н. Горшков[1)], И.Н. Антонов[1)], B. Spagnolo[1,2)]

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

Введение

В последнее время исследования резистивного переключения (РП) привлекают значительное внимание [1]. Эффект РП заключается в бистабильном (мультистабильном) переключении сопротивления тонкой диэлектрической пленки, заключённой между двумя проводящими электродами при приложении к электродам внешнего напряжения [2]. Электронные приборы, физический принцип действия которых основан на эффекте РП, называются *мемристорами* [3]. Мемристоры считаются перспективными для применения в энергонезависимой компьютерной памяти нового поколения [4], в нейроморфных вычислительных системах [5] и др.

Общепринятое в настоящее время понимание механизма РП в оксидах металлов основано на концепции формирования проводящего филамента, состоящего из кислородных вакансий, между электродами мемристорной структуры в электрическом поле в процессе так называемого электроформинга [6]. Переключение мемристора из состояния с низким сопротивлением (СНС) в состояние с высоким сопротивлением (СВС) и обратно достигается за счет разрушения и восстановления филамента при приложении к электродам импульсов напряжения соответствующей полярности (так называемое *биполярное* РП).

В настоящее время широкое практическое применение мемристоров сдерживается недостаточной стабильностью параметров РП в ходе эксплуатации [7]. Одной из фундаментальных причин нестабильности мемристоров является существенно стохастический характер процессов РП [8]. Как правило, размер поперечного сечения филамента составляет 1-10 нм. Обычно, разрушение и восстановление филамента происходит в ограниченном объёме в промежутке между оконечностью филамента и поверхностью противоположного электрода посредством перескока ионов O^{2-} по кислородным вакансиям, при этом в процесс РП вовлечено небольшое (счётное) количество ионов O^{2-}. В такой системе флуктуации её параметров могут значительно превышать их средние значения.

В последние годы интенсивно развивается инновационный подход к повышению стабильности параметров мемристоров, основанный на эффекте конструктивной роли шума в стохастических мультистабильных нелинейных системах. В [9] экспериментально показано, что реакция мемристора на внешний шумовой сигнал может быть описана на основе модели движения броуновской частицы в бистабильном (в простейшем случае) или мультистабильном потенциале. Некоторые явления, свойственные мультистабильным стохастическим системам, наблюдались в мемристорах экспериментально: стохастический резонанс [10], резонансная активация РП путём добавления периодического сигнала к переключающим импульсам [11] и др. В [12] отмечено положительное влияние добавки белого шума к переключающему сигналу

на стабильность РП. Экспериментальные результаты в цитированной работе были интерпретированы на основе концепции конструктивной роли шума.

Одним из проявлений конструктивной роли шума в стохастических нелинейных системах является эффект стабилизации метастабильной системы шумом. В [13] рассмотрена задача о времени жизни броуновской частицы τ в флуктуирующем распадном потенциале. Было показано, что зависимость τ от интенсивности флуктуаций D немонотонна и имеет максимум при определённом значении D, зависящем от параметров системы.

В настоящей работе экспериментально исследована температурная зависимость кинетики релаксации мемристора на основе $ZrO_2(Y)$ при переключении из СНС в СВС. Целью работы являлось экспериментальное обнаружение эффекта стабилизации параметров РП под действием внутреннего (теплового) шума.

Эксперимент

Мемристорные структуры Au(40 нм)/Ta(40 нм)/$ZrO_2(Y)$(20 нм)/Pt(10 нм)/Ti(10 нм)/n^+-Si(001) формировались при помощи вакуумной установки для нанесения тонких пленок Torr International R2G1-1G2-EB4-TH1. Пленки $ZrO_2(Y)$ наносились методом высокочастотного магнетронного распыления прессованных мишеней из смеси порошков ZrO_2 и стабилизирующего оксида Y_2O_3 (12% мол.) при температуре подложки T_g = 250 °C. Слои металлов наносились методом магнетронного распыления на постоянном токе при T_g = 200 °C. На основе полученных мемристорных структур методом фотолитографии были сформированы лабораторные макеты матриц мемристоров типа «кросс-пойнт» с размерами активной области 20×20 μм^2. Исследования электрических характеристик макетов мемристоров проводились при помощи АЦП/ЦАП модуля National Instruments USB-6361. Контакт к электродам отдельных элементов матриц мемристоров обеспечивался при помощи зондовой станции EverBeing EB-6. Для измерения температурных зависимостей электрических характеристик мемристоров образцы помещались на термостолик «Микростат-300СОН» со встроенным холодильником Пельтье и контроллером автоматического поддержания температуры. Точность стабилизации температуры составляла ±1 °C.

Электроформиг мемристоров проводился путем приложения напряжения V = +5–6 В при токе ограничения 600 μA. Исследования кинетики переключения мемристоров из СНС в ВС проводились путём подачи ступенчатого напряжения V_0 = –1,5 В ≈ V_{RESET} (V_{RESET} — напряжение переключения из СНС в СВС) и измерения осциллограммы силы тока через мемристор $I(t)$, где t — время. Частота дискретизации составляла 100 кГц. Перед каждым измерением осциллограммы $I(t)$, проводился контроль состояния мемристора путём измерения 5–6 циклических вольт-амперные характеристик (ВАХ) $I(V)$ при пилообразной развёртке напряжения V от V_{min} –2 В < V_{RESET} до V_{max} = +2 В > V_{SET} (V_{SET} ≈ +1,0 В — напряжение переключения из СВС в СНС) и обратно. Скорость развертки V составляла 1–5 В/с. После этого мемристор переводился в СВС и проводилось очередное измерение зависимости $I(t)$. Для каждого значения температуры было измерено 100–150 кривых $I(t)$.

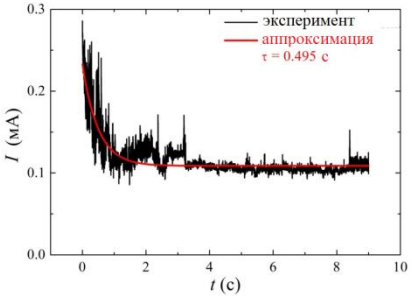


Рис. 1

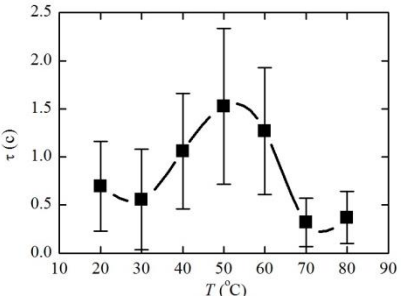


Рис. 2

Результаты и обсуждение

На рисунке 1 показана типичная переходная характеристика мемристора при переключении из СНС в СВС под действием постоянного напряжения V = –1.5 В, измеренная при комнатной температуре. Было обнаружено, что кинетика процесса перехода из СНС в СВС имеет сложный характер. В ней можно выделить, по крайней мере, две компоненты – быструю (время переключения < 1 μс) и более медленную дальнейшую релаксацию мемристора в (квази)стационарное состояние (время релаксации τ ~ 1 с).

Для определения времени релаксации τ, измеренные зависимости $I(t)$ аппроксимировались формулой

$$I(t) = I_0 + I_1 exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \quad (1)$$

где I_0 и I_0 — подгоночные константы. Аппроксимация проводилась при помощи функции «Non-linear Curve Fit» программного обеспечения Origin 7.0. Пример аппроксимации экспериментальной кривой $I(t)$ зависимостью (1) приведён на рисунке 1. Полученные значения τ для релаксационных кривых $I(t)$, измеренные при одной температуре, усреднялись.

На рисунке 2 представлена температурная зависимость τ, на которой наблюдается максимум при T ≈50 °C. Полученная в эксперименте зависимость τ(T) качественно согласуется с теоретической зависимостью τ(D), полученной в [13] и может быть интерпретирована как проявление эффекта увеличение времени жизни метастабильного состояния мемристора под действием внутреннего (теплового) шума. В свою очередь, это указывает, что тепловой шум может играть конструктивную роль в повышении стабильности параметров мемристоров. В перспективе практического применения обнаруженного эффекта, может быть дана рекомендация эксплуатации мемристоров при определённой температуре, которая должна быть определена либо экспериментально для конкретных реализаций мемристора (материалы и толщина слоёв мемристорной структуры), либо на основе теории, развитие которой применительно к мемристорам будет одним из направлений дальнейших исследований.

Заключение.

В данной работе были экспериментально исследована температурная зависимость кинетики переключения мемристора на базе тонкоплёночной структуры Ta/ZrO_2(Y)/Pt из состояния с низким сопротивлением в состояние с высоким сопротивлением в диапазоне температур 20–80 °C. Обнаружено, что время релаксации резистивного состояния мемристора немонотонно зависит от температуры: на температурной зависимости времени релаксации наблюдается максимум вблизи 50 °C. Результаты эксперимента интерпретируются на основе модели движения броуновкой частицы в флуктуирующем распадном потенциале как проявление эффекта увеличения стабильности метастабильной системы под действием внутреннего (теплового) шума.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Программы мегагрантов Правительства Российской Федерации (Постановление № 220), № государственного контракта 074-02-2018-330 (2) 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] Strukov D.B., Snider G.S., Stewart D.R., Williams R.S. // Nature Materials. 2008. Vol. 80. P. 453.
[4] Ouyang J. Emerging Resistive Switching Memories. – Berlin-Heidelberg: Springer, 2016, 104 p.
[5] James A. // Memristor and Memristive Neural Networks. – Rijeka: Intech, 2018, p. 314.
[6] Riess I. // J. Electroceram. 2017. Vol. 61. P. 39.
[7] Ielmini D. // Semicond. Sci. Technol. 2016. Vol. 31, № 6. P. 063002.
[8] Lee J.S., Lee S., Noh T.W. // Appl. Phys. Rev**.** 2015. Vol. 2, № 3. P. 031303.
[9] 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.
[10] Mikhaylov A.N., Guseinov D.V., Belov A.I., Korolev D.S., Shishmakova V.A., Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Gorshkov O.N., Maldonado D., Alonso F.J., Roldán J.B., Krichigin A.V., Agudov N.V., Dubkov A.A., Carollo A., Spagnolo B. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 144, № 11. P. 110723.
[11] Ryabova M.A., Filatov D.O., Koriazhkina M.N., Antonov D.A., Antonov I.N., Gorshkov O.N., Kharcherva A.A., Dubkov A.A. // J. Phys.: Conference Series. 2021. Vol. 1851. P. 012003.
[12] Patterson G.A., Fierens P.I., Grosz D.F. // Appl. Phys. Lett. 2013. Vol. 103, № 7. P. 074102.
[13] Dubkov A.A., Agudov N.V., Spagnolo B. // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69, № 6. P. 061103.

PHYSICS OF COMPLEX SYSTEMS: MULTISTABILITY, NONEQUILIBRIUM PHENOMENA AND ENVIRONMENTAL NOISE

B. Spagnolo[1,2], A.A. Dubkov[1], N.V. Agudov[1], A.V. Yakimov[1], A.N. Mikhaylov[1], O.N. Gorshkov[1], D.O. Filatov[1], V.A. Demin[3], A.Carollo[1,2], D. Valenti[2]

[1] *Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod*
[2] *University of Palermo*
[3] *National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow*

The interdisciplinary nature of the Physics of Complex Systems is essentially due to the possibility of applying the typical conceptual and computational tools of Statistical Physics to other fields of research, ranging from nuclear physics to astrophysics, black hole physics, material science, chemistry, biology, medicine and even social sciences, as already previewed many year ago by the great physicist E. Majorana [1]. Statistical Physics is a fundamental discipline, dealing with phenomena involving a large number of interacting elements. These can represent particles, such as electrons or quarks, atoms or simple molecules in the different states of aggregation of matter, but also chemical interacting compounds, complex molecules or polymers, interacting cells of an organism, neurons that carry information through synapses, animal or vegetal species interacting in an environment, speculative agents trading in a competitive financial market and social networks, or even stars in a galaxy and even galaxies in the universe. For example, a black hole (Fig. 1, left), a dark matter (Fig. 1, right), the free energy landscape in the brain (Fig. 2, left), connection between neurons (Fig. 2, right), fish schools as an example of emergent pattern (Fig. 3, left), complex mechanics of the evolution of the universe (Fig. 3, right).

Fig. 1

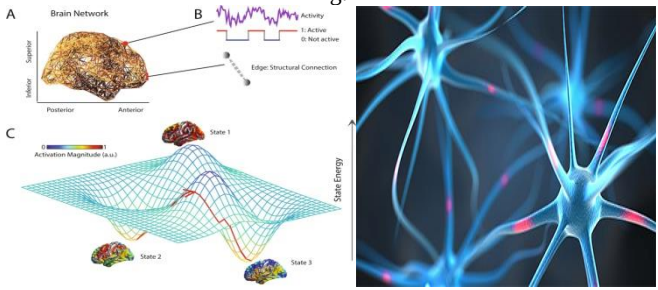


Fig. 2

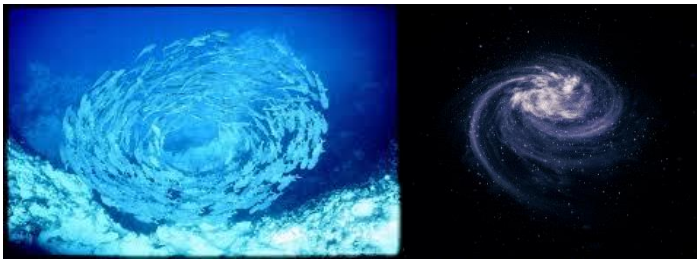


Fig. 3

All that is traditionally summarized by the term “complexity” and one can certainly affirm that Statistical Physics is the cradle of complexity. As declared by Stephen Hawking ‘*The 21st century will be the century of complexity’,* while L.P. Kadanoff wrote ‘*the next few years will likely lead to an increasing study of complexity in the context of statistical dynamics, with a view of better understanding physical, economic, social, and especially biological systems*’ [2]. Both these great scientists recognized the general importance of a basic principle of statistical physics: the collective properties of a large number of interacting elements is not just the sum their individual features. As pointed out by the Nobel Prize P. Anderson ‘*More is different*’ [3], meaning that any complex system may appear and behave in an unexpectedly different way from its individual components, because of a phenomenon known as ‘*emergence*’, typically yielding non-trivial collective structures and large-scale behaviors. Complex systems are characterised by multistability and a noisy interaction with the environment. A memristor system is a typical complex system where the internal state of resistance depends on the history of the applied voltage and current. Multistability and the role of noise in memristor devices have been the focus of growing research activities, in particular at the Interdisciplinary Laboratory of Multistable Stochastic Systems of the University of N. Novgorod (LMS-UNN).

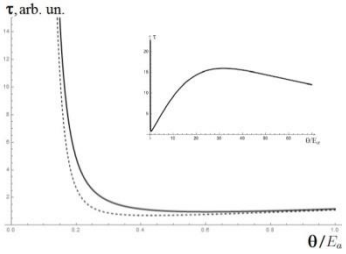


Fig. 4

The resistive switching or “memristive effect” has a pronounced stochastic nature, and it is characterised by multiple memory states. Therefore, the memristor appears as a multistable system with some metastable states, whose switching dynamics occurs under the action of strong noise. With the aim of using memristors as memory elements in resistive random access memory (RRAM) and neuromorphic systems, and taking into account multistability, the role of internal and external noise sources and metastable states in nonlinear transient dynamics of such non-equilibrium systems has been investigated. Moreover, the nonlinear relaxation process in multistable systems is crucial for understanding the switch-

ing mechanism in memristive nanomaterials. Recently, we have proposed a *simple stochastic model for memristive systems*. The model has been *validated experimentally* and some fundamental properties of resistive switching such as the *hysteresis of the I−V* characteristic and its *dependence on the driving frequency* has been confirmed [4]. The proposed model takes random fluctuations into account and allows us to obtain the *exact analytic solutions for the concentration of defects,* under *arbitrary values of noise intensity*, driving voltage and other parameters. The *relaxation time* to the stationary state is obtained in *analytic form* and it has a *nonmonotonic dependence on the intensity of the fluctuations* for a certain set of values of the external parameters (see Fig. 4). There is an *optimal intensity of the external noise* so that the *relaxation time is minimal, in other words the n*oise is a control parameter for the switching dynamics [4].

Moreover, memristors are used to build higher-performance computing systems in an analogue-digital mem-Hopfield architecture to solve optimisation problems using intrinsic noise [5].

At the atomic scale, memristive devices exhibit quantum conductance levels and are proposed as quantum metrology devices [6]. One of the *main challenges* related to the development of a memristive device as a standard of resistance is the *intrinsic stochasticity of atomic rearrangement* during the formation/rupture of the conductive filament that strongly affect reproducibility (see Fig. 5). If the size of the conductive filament is reduced to the atomic scale, memristive devices exhibit quantized effects of conductivity typical of ballistic electron transport through a constriction (***quantum point contact***). In such systems, quantum-sized effects are expected to become relevant when the filament size is of the order of the phase coherence length of the electrons. In this case, the atomic-sized conductive path behaves as an electron waveguide where conduction does not follow Ohm's law [6].

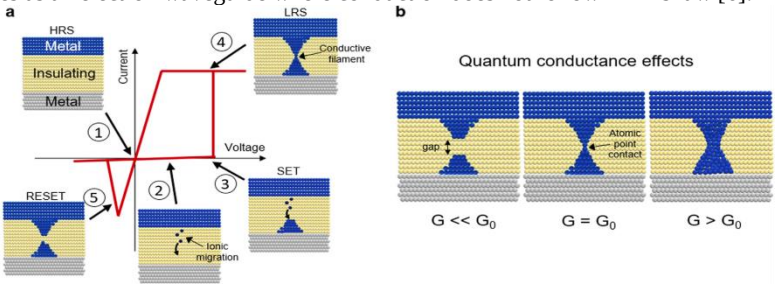


Fig. 5

Experimental results show conductance quantization effects in memristive devices as a consequence of the filament evolution in terms of single atomic point contact units. The main challenge for the realization of metrological devices is represented by the control of the filament evolution that requires a deep understanding of the kinetics of nanoionics effects underlying resistive switching phenomena. One of the ***main challenges*** related to the development of a memristive device as a standard of resistance is the ***intrinsic stochasticity of atomic rearrangement*** during the formation/rupture of the conductive filament that strongly affect reproducibility. Moreover, ***atomic fluctuations near the point contact*** related to internal dynamical defects of the conductive filament are considered as the ***main contribution to electronic noise of quantized levels*** [6].

Recent publications of the LMS-UNN have shown that *the **noise** can play a **constructive role** in nonlinear **memristive systems** far from equilibrium* [7-9]. In fact, the following noise-induced effects have been observed in memristor systems: a) the ***stochastic resonance*** phenomenon for a *memristive device* based on yttria-stabilized zirconium dioxide and tantalum pentoxide [7]; b) the ***flicker noise***, caused by the random motion jumps of oxygen ions via oxygen vacancies within and around the filament [8]; c) the ***noise-assisted persistence*** of memory in a neural network system [9].

Finally, as perspectives and open questions we mention: a) the role of multiplicative noise in memristor systems and noise as a control parameter for the switching dynamics; b) the role of internal and external random fluctuations of the memristor in neural network systems; c) the control of the filament evolution at the quantum level by a *quantum point contact model* for a microscopic understanding of resistive switching phenomena.

[1] Majorana E. // Scientia. 1942. Vol. 36. P. 58.
[2] Goldenfeld N. and Kadanoff L. // Science. 1999. Vol. 284. P. 87.
[3] Anderson P.W. // Science. 1972. Vol. 177. P. 393.
[4] Agudov N.V. et al. // J. Stat. Mech-Theory E. 2020. P. 024003.
[5] Cai F. et al. // Nature Electronics. 2020. Vol. 3. P. 409.
[6] Milano G. et al. // Advanced Quantum Technologies. 2020. Vol. 3. P. 2000009.
[7] Mikhailov A.N. et al. // Chaos Solitons & Fractals. 2021. Vol. 144. P. 110723.
[8] Yakimov A.V. et al. // Chaos Solitons & Fractals. 2021. Vol. 148. P. 111014.
[9] Surazhevsky I.A. et al. // Chaos Solitons & Fractals. 2021. Vol. 146. P. 110890.

HITTING TIME AS A MEASURE OF STABILITY IN FINANCIAL MARKETS

D. Valenti[1)], G. Fazio[2)], B. Spagnolo[1)]

[1)]Department of Physics and Chemistry "Emilio Segrè", Group of Interdisciplinary Theoretical Physics, University of Palermo

[2)]Business School, Newcastle University, 5 Barrack Road, NE1 4SE Newcastle upon Tyne, United Kingdom

Financial markets can be considered as complex systems modeled by using stochastic processes [1]. The statistical properties of price fluctuations are indeed important in understanding and revealing the mechanism underlying financial market dynamics [2, 3, 4]. Level crossings, hitting times and extreme values associated with volatility, for example, can be extremely useful to better monitor market behavior, and estimate and offset risk [5].

In this paper, we report on results concerning first hitting times obtained from the analysis of the daily closure prices for 1071 stocks traded at the New York Stock Exchange (NYSE) and continuously recorded for twelve years from 1987 to 1998 (3030 trading days) [6]. For each stock we have considered the full series of returns and calculated the volatility over the entire period. Afterwards, the average standard deviation $\sigma_{\Delta x} = 0.02254$ of all stocks was calculated. The *first hitting time* (FHT) was then defined as the "time to hit" a fixed final threshold, Δx_f, starting from a given initial position Δx_i, by choosing these two thresholds as $h_i\sigma_{\Delta x}$ and $h_f\sigma_{\Delta x}$, where h_i and h_f are prefactors suitably chosen. Since we are interested in large negative price variations, for each threshold we have considered negative values ($h_i = -0.1$ and $h_f = -1.5$), setting $\Delta x_i = -0.1\sigma_{\Delta x}$, $\Delta x_f = -1.5\sigma_{\Delta x}$. By this procedure we obtained several subseries, each one corresponding to one first hitting time. We then calculated the variances of the subseries, obtaining for each FHT a corresponding value of volatility. The results are shown in Fig. 1a. Each volatility value is calculated within the subseries corresponding to the hitting event. Blue circles are average FHTs obtained from empirical time series. Red triangles represent theoretical results obtained from a nonlinear Heston model (see Eqs. (1) and (2)); b) τ vs volatility for a fixed difference between thresholds, $\Delta x_f - \Delta x_i = -1.4\ \sigma_{\Delta x}$, with $[\Delta x_i, \Delta x_f]$ ranging from $[+0.9\sigma_{\Delta x}, -0.5\sigma_{\Delta x}]$ to $[-1.6\sigma_{\Delta x}, -3.0\sigma_{\Delta x}]$; c) τ vs volatility for fixed starting threshold $\Delta x_i = -0.1\sigma_{\Delta x}$ and different final threshold Δx_f, ranging from $-0.5\sigma_{\Delta x}$ to $-3.0\sigma_{\Delta x}$.

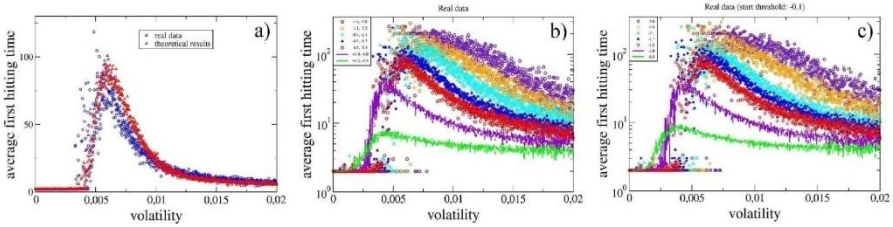


Fig. 1

In the figure, it is evident the nonmonotonic behaviour of the average first hitting time τ as a function of volatility. Indeed, for intermediate values of noise intensity we observe a stabilizing effect of the volatility (or noise).

We have also investigated whether this phenomenon persists for: (i) fixed difference between thresholds (see Fig. 1b); (ii) fixed starting threshold and different final threshold (see Fig. 1c). The results indicate that the nonmonotonic behaviour of the average FHT as a function of volatility is "robust" to sizeable variations of the two thresholds. The behaviour of τ as a function of v shows the typical signature of the noise enhanced stability (NES) phenomenon [7,8]: the stability of a metastable state can be enhanced by the noise and its average lifetime is a measure of this stability. The empirical evidence of a NES effect in the behaviour of the average first hitting time (see Fig. 1) suggests that the price return dynamics could be depicted by considering the value of the return as the position of a fictitious *Brownian particle* moving in an effective potential with a metastable state.

Here we propose a generalization of the Heston model [9, 10], by replacing the geometric Brownian motion with a random walk in the presence of a cubic nonlinearity. Our theoretical approach considers the financial market as an out-of-equilibrium system, whose dynamical evolution can be described by a nonlinear Heston model defined by the following Ito stochastic differential equations

$$dx(t) = -\left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{v(t)}{2}\right)dt + \sqrt{v(t)}\,dW_1(t), \tag{1}$$

$$dv(t) = a[b - v(t)]dt + c\sqrt{v(t)}\,dW_2(t) \tag{2}$$

with the volatility *v(t)* given by the CIR mean-reverting process [5,9] and

$$U(x) = p\,x^3 + q\,x^2 \tag{3}$$

is the effective cubic potential with a metastable state (see Fig. 2). The black circle denotes the starting position ($x_0 = 0.0$) used to obtain the theoretical results. The potential parameters are $p = 2$ and $q = 3$.

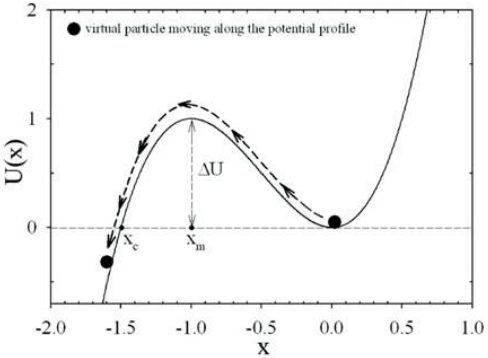


Fig. 2

In Eq. (1) $x(t) = \ln[p(t)/p(0)]$ is the return in the time window [0,t], *p(t)* is the price and W_i are uncorrelated Wiener processes with the usual statistical properties $\langle dW_i(t)\rangle = 0$, $\langle dW_i(t)ddW_i(t')\rangle = dt\delta_{ij}\delta(t-t')$. We solved Eqs. (1) and (2) numerically, obtaining a number of time series of returns equal to 1071, with potential parameters p = 2 and q = 3,

initial position $x_0 = 0.0$, and CIR stochastic process $v(t)$ given by $v_{start} = 8.62 \cdot 10^5$, $a = 2.00$, $b = 0.01$ and $c = 0.83$. By setting $\Delta x_i = -0.1\sigma_{\Delta x}$ and $\Delta x_f = -1.5\sigma_{\Delta x}$, for the average FHT we get from the model the nonmonotonic behaviour shown in Fig. 1a (red triangles), which reproduces quite well the behavior obtained from real data (blue circles).

Our findings show that lower stability (smaller average first hitting times) can be the result not only of large volatility, as it would be expected during periods of market "turbulence" [11], but also of small volatility [6], which is usually considered an indicator of "tranquil" periods. This result bears important implications both for policymakers and practitioners alike.

[1] Mantegna R.N., Stanley H.E. An Introduction to Econophysics: Correlations and Complexity in Finance. – Cambridge Univ. Press, 2000.
[2] Mantegna R.N., Stanley H.E. // Nature. 1995. Vol. 376. P. 46.
[3] Yakovenko V.M. Econophysics, Statistical Mechanics Approach to. – Springer, Berlin, 2008, p. 2800.
[4] Bouchaud J. P. // Nature. 2008. Vol. 455. P. 1181.
[5] Spagnolo B., Valenti D. // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2008. Vol. 18. P. 2775.
[6] Valenti D., Fazio G., Spagnolo B. // Phys. Rev. E. 2018. Vol. 97. P. 062307.
[7] Mantegna R. N., Spagnolo B. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 563.
[8] Agudov N. V., Spagnolo B. // Phys. Rev. E. 2001. Vol. 64. P. 035102R.
[9] Masoliver J., Perelló J. // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 78. P. 056104.
[10] Drăgulescu A.A., Yakovenko V.M. // Quant. Finance. 2002. Vol. 2. P. 443.
[11] Engle R. // Am. Econ. Rev. 2004. Vol. 94. P. 405.

Секция «Стохастические мультистабильные системы»

Заседание секции проводилось 26 мая 2021 г.
Председатель – Б. Спаньоло (Италия), секретарь – А.А. Харчева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИИ QR-CODE ДЛЯ ПЕРЕДАЧИ КОНФИДЕНЦИАЛЬНОЙ ИНФОРМАЦИИ

К.Д. Холин, С.П. Никитенкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

QR-код представляет собой двухмерный штрих-код, который может содержать в себе различную информацию. QR расшифровывается как «Quick Response» («быстрый отклик»), что отражает способность устройств и программного обеспечения быстро распознавать код и преобразовывать содержащиеся в нем данные. QR-код был изобретен в 1994 году специалистами подразделения японской корпорации DENSO Wave Incorporated. QR-код пришел на смену штрих-коду. По сравнению со штрих-кодами QR-коды имеют лучшую читаемость, большую емкость и высокую способность обнаружения и исправления ошибок. Сегодня ни одна сфера человеческой деятельности не обходится без этого изобретения: с их помощью шифруются URL-адреса в интернете, осуществляются онлайн-платежи, используются в автоматизированных системах управления техническими процессами и т.д. Технология QR-кодов получила широкое распространение во время эпидемии COVID-19 в качестве пропусков, контроля самоизоляции и т.д.

QR-код может играть роль платежного поручения. Введение банками функции снятия денег с чужой карты через QR-код может открыть новые схемы для мошенничества. QR-коды являются эффективным способом передачи информации по открытому каналу. Однако в качестве машиночитаемого символа QR-код раскрывает хранимую информацию и значительно снижает ее безопасность, что означает, что QR-коды нельзя напрямую использовать для хранения важной конфиденциальной информации.

Для сокрытия данных путем изменения значений пикселей блоков QR-кода могут использоваться стеганографические методы, а также внедрение цифрового водяного знака. В поисках безопасного метода использования QR-кодов может использоваться шифрование. Например, миграционная служба Японии использует зашифрованные QR-коды при выдаче виз в паспортах. В этом случае появляется одна очень важная уязвимость – это компрометация ключа шифрования.

Эффективным методом защиты конфиденциальный информации, передаваемой с помощью QR-кодов, может являться разделение секрета, разрешающее доступ к необходимой секретной информации только при одновременном предъявлении своих частей секрета участниками информационного взаимодействия, не доверяющих друг другу. Схема разделения секрета была впервые предложена Шамиром в 1979 г. [1]. Схема Шамира позволяет реализовать (k,n)-пороговое разделение секретного сообщения между n сторонами так, чтобы только любые k и более сторон $k \leq n$ могли восстановить секрет. При этом любые k-1 и менее сторон не смогут восстановить секрет.

В данной работе в схемах разделения секрета использовались интерполяционные полиномы Лагранжа и Ньютона.

В предложенной схеме сначала выбираем значение k (k <= n), секретный ключ $a0$ и большое простое число p (p> = $a0$). Далее выбираем n участников x_1, x_2, ..., x_n, где n – количество QR-кодов, которые используются для сокрытия информации. Затем полином $f(x)$ степени (k - 1) строится следующим образом:

$$f(x) = a_0 + a_1x^1 + a_2x^2 + \ldots + a_{k-1}x^{k-1} (mod\ p)$$

Таким образом, могут быть сгенерированы пары секретных частей (x_i, $f(x_i) = y_i$) для каждого участника. В процедуре декодирования любой, кто получит k из n секретных частей, восстановит секретные данные $a0$ с помощью интерполяционного полинома Лагранжа

$$f(x) = \sum_{a=1}^{k} y_{ia} \prod_{j=1, j\neq a}^{k} \frac{x - x_{ij}}{x_{ia} - x_{ij}} (mod\ p)$$

При построении схемы разделения секрета может использоваться интерполяционный полином Ньютона. В этом случае коэффициенты существующего секретного полинома не нужно пересчитывать при добавлении нового коэффициента. Система может стать более гибкой и масштабируемой.

$$f(x) = [F_0 + F_1(x - x_0) + \cdots + F_n(x - x_0) \ldots (x - x_{n-1})] (mod\ p)$$

где F_i – разделенная разность i-ого порядка.

$$F_n = \frac{F(x_1, \ldots, x_i) - F(x_1, \ldots, x_{i-1})}{x_{i-1} - x_0}$$

Схема Шамира не создаёт проверяемых фрагментов, поэтому могут быть предъявлены поддельные фрагменты, что препятствует восстановлению правильного секрета. Эта проблема может быть решена с помощью проверяемых схем разделения секрета, таких как схема Фельдмана.

Сгенерированные доли секрета, представляющие собой пару (i, $f(i)$), где i – порядковый номер участника, а $f(i)$ – значение многочлена в этой точке, встраиваются в каждый QR-код. Напрямую считать контент с QR-кодов невозможно, если количество полученных теней не достигает предопределенного порога.

Схема разделения секрета обеспечивает высокий уровень безопасности передаваемых данных и отличается простотой реализации. QR-коды являются удобным способом быстрой доставки информации. Таким образом, комбинация совместного использования схемы разделения секрета и QR-кодов позволяет значительно сэкономить на аппаратных средствах и обслуживании программного обеспечения.

[1] Shamir A. // “How to Share a Secret”. Communication of the ACM. 1979. 22(11). P. 612.
[2] Denso-wave, https://www.qrcode.com/en/

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРОЦЕДУРЫ ПОИСКА КРАТКОВРЕМЕННО РАБОТАЮЩИХ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ПАНОРАМНОМ ПРИЕМНИКЕ РАДИОТЕХНИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ

И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одной из проблемных задач, возлагаемых на панорамные приемники (ПП) оперативного радиотехнического контроля источников радиоизлучений, является своевременное обнаружение радиосигналов с малым временем их присутствия на входе обнаружителя. Ограниченность времени на прием и обнаружение сигнала может быть обусловлена как особенностями работы самого источника (повышенной скрытностью, кратковременностью выполняемой задачи, эпизодичностью излучения в направлении ПП и др.) [1], так и дополнительными затратами времени на подготовку ПП к приему сигнала с заданного направления и на заданной несущей частоте. Кроме того, малое время, отводимое на обнаружение сигналов, может быть задано со стороны потребителя информации ПП, например, от средства постановки радиопомех. Отмеченную особенность функционирования ПП можно обозначить как поиск и обнаружение сигналов кратковременно работающих источников (КИРИ).

Если КИРИ (например, РЛС) излучает импульсные сигналы через направленную вращающуюся антенну, то время присутствия сигналов в точке приема ($t_{\text{изл}}$) определяется длительностью ограниченной серии импульсов не превышающей долей секунд. Время, затрачиваемое на разворот диаграммы направленности (ДН) антенны ПП и настройку рабочей частоты ПП, обуславливает дополнительное сокращение количества импульсов на входе обнаружителя, и снижает эффективность его работы. Поэтому *целью работы* является повышение эффективности поиска и обнаружения КИРИ в условиях ограниченного ресурса времени на их проведение.

При наличии энергетической доступности сигналов в ПП рассматриваются два вида поиска источников [2]: поиск по направлению прихода электромагнитной волны в точку приема и поиск по несущей частоте сигнала.

Применение в ПП антенных решеток с электронным управлением ДН позволяет ускорить поиск и реализовать быстрый гарантированный поиск по направлению. Для этого период вращения ДН антенны ПП $(\mathrm{T_p})$ должен быть меньше времени присутствия сигнала в точке приема $\mathrm{T_p} \le t_{\text{изл}}$. С учетом этого условия можно определить максимально допустимый период перестройки приемника $T_{n\,max}$, обеспечивающий просмотр всего заданного диапазона частот контроля Δf_p на каждом угловом направлении поиска по направлению с помощью ДН шириной $\Delta\beta_p$: $T_{n\,max} \le \Delta\beta_p T_p/2\pi$. Этот период фактически определяет *ресурс времени* на поиск КИРИ по частоте: $N=T_{n\,max}$. Величина N может быть целочисленной и равной некоторому суммарному числу периодов перестройки с допустимой скоростью, выделяемому для поиска КИРИ в некотором количестве частотных поддиапазонов поиска $(\Delta f_j), j = 1, \dots, n$, при условии, что на каждый поддиапазон (ПД) выделяется некоторое количество x_j единиц указанного ресурса:

$$N = \sum_{j=1}^{n} x_j \; ; \; \Delta f_{\text{р}} = \sum_{j=1}^{n} \Delta f_j \; , j = 1, \dots, n. \quad (1)$$

Основной причиной пропуска сигналов является ограниченное время просмотра приемником элементарных дискретных частотных участков (ДУЧ), равных величине полосы пропускания ПП $\Delta f_{пр}$. Если скорость перестройки: $\gamma = \Delta f_{\text{р}}/\text{Т}_{\text{п}}$, то время просмотра ДУЧ $\Delta t_{пр}=\Delta f_{пр}/\gamma$. Заметим, что допустимая скорость перестройки ПП не должна превышать величину $\gamma_{max} \le \pi \Delta f_{\text{пр}}^2$ [2]. Появление импульсных сигналов на различных ДУЧ фрагментально и может не совпадать с текущим временем просмотра приемником очередного ДУЧ. Поэтому эффективность поиска сигналов по частоте, при заданных полосе пропускания ПП и скорости перестройки, можно оценивать по вероятности совпадения двух импульсных последовательностей, одна из которых определяется характеристиками приемника ($\Delta t_{\text{пр}}, T_n$), а вторая образуется сигнальной последовательностью: периодом повторения импульсов $T_и$ и длительностью импульса $\tau_и$ [2]. При этом вероятность обнаружения сигналов ИРИ по несущей частоте за один период обзора по частоте определяется по формуле:

$$p_1 = \begin{cases} (\tau_{\text{и}} + \Delta t_{\text{пр}})/\text{Т}_{\text{и}}, & \text{если } \text{Т}_{\text{и}} < \text{Т}_{\text{п}} \\ (\tau_{\text{и}} + \Delta t_{\text{пр}})/\text{Т}_{\text{п}}, & \text{если } \text{Т}_{\text{и}} > \text{Т}_{\text{п}} \end{cases} . \quad (2)$$

Если принять за p_{1j} вероятность обнаружения КИРИ в j-м поддиапазоне за один цикл обзора, то за x_j циклов она возрастет до $p_j(x_j) = 1 - (1 - p_{1j})^{x_j}$.

Ниже предлагается алгоритм оптимизации распределения ограниченного временного ресурса при поиске КИРИ по ПД частот с учетом нелинейности функции $p_j(x_j)$, а также с учетом того, что частотные ПД не равнозначны с точки зрения важности получаемой информации о них для потребителя и не одинаковы по вероятности обнаружения.

Эффективность поиска КИРИ по ПД частот можно оценивать по *нормированной суммарной вероятности обнаружения КИРИ* во всем диапазоне контроля $\Delta f_{\text{р}}$ с учетом коэффициента важности каждого поддиапазона (c_j):

$$\text{P}(\text{x}_1, \text{x}_1, \dots \text{x}_n) = \sum_{j=1}^{n} c_j [1 - \left(1 - p_{1j}\right)^{x_j}] \quad (3)$$

Задача достижения максимальной эффективности поиска и обнаружения источников при наличии априорной информации о величинах p_{1j} и c_j может решаться, как задача нахождения оптимального распределения ограниченного временного ресурса по поддиапазонам поиска по критерию максимальной суммарной вероятности:

$$\text{P}(\text{x}_1, \text{x}_1, \dots \text{x}_n) \Rightarrow max, \text{при } \sum_{j=1}^{n} x_j = N; \; x_j \ge 0; \; \Delta f_{\text{р}} = \sum_{j=1}^{n} \Delta f_j; j = 1, \dots, n. \quad (4)$$

Коэффициенты важности c_j определяются методом экспертных оценок (МЭО) на основе имеющихся априорных данных о КИРИ в рассматриваемом ПД, например, по критерию максимального ущерба, наносимого потребителю информации ПП со стороны КИРИ или от объектов, в состав которых они входят.

Полученные МЭО для каждого ПД ненормированные коэффициенты важности $c_{j\text{н}}$ нормируются по отношению к суммарному коэффициенту:

$$c_j = \frac{c_{j\text{н}}}{\sum_{j=1}^{n} c_{j\text{н}}}, j = 1, \dots, n; \sum_{j=1}^{n} c_j = 1. \quad (5)$$

Значения вероятностей p_{1j} находятся по формуле (4). Если в рассматриваемом ПД предполагается нахождение нескольких источников, то определение p_{1j} становится не тривиальной задачей. В частности, может быть принято некоторое усредненное значение, если источники однотипны или наименьшее значение из последовательности значений при разнотипных источниках.

Исходными данными для решения задачи 4 являются: количество ПД; временной ресурс, заданный в дискретных единицах времени – N; значения коэффициентов важности ПД – c_j; значения вероятностей обнаружения источников в ПД – p_{1j}.

Решение задачи производится в соответствии с алгоритмом, предложенным в [3] для оптимального распределения ограниченного запаса однородных ресурсов на основе методов нелинейного программирования.

1) Вводится и вычисляется вспомогательная величина: $\alpha_j = -ln(1 - p_{1j})$, и компоненты разрешающего вектора: $\vec{y} = y_1, y_2, .., y_N$ по формуле:

$$y_j = \overline{y}_j / \sum_{\tau=1}^{n} \overline{y}_\tau, \; j = 1,2, \dots, n, \; где: \; \overline{y}_j = \frac{1}{\alpha_j} = \text{A}_j, \; \text{A} = \sum_{j=1}^{n} \text{A}_j \; . \quad (6)$$

2) Вычисляются величины: $\beta = -ln(c_j \alpha_j), D_j = A_j \, \beta_j, D = \sum_{j=1}^{n} D_j$, и предварительные значения «заданий» на оптимальное распределение ресурса по формуле:

$$v_j(\vec{y}) = v(\vec{y}) - \beta_j, \; где \;\; v(\vec{y}) = \frac{D+N}{A}. \quad (7)$$

3) Проверяется, нет ли среди заданий $v_j(\vec{y})$ величин меньше нуля. Если нет, то осуществляется переход к п. 4. Если есть, то соответствующие поддиапазоны поиска исключаются из рассмотрения и уточняются величины A и D из которых вычитаются соответственно те значения A_j и D_j, для которых $v_j(\vec{y})$ получились отрицательными. Для этих ПД полагаются значения выделяемого ресурса равными 0, после чего осуществляется переход к п. 2.

Итерационный процесс по уточнению «задания» продолжается до тех пор, пока все задания не окажутся положительными. На практике число итераций, как правило, не превышает 3.

4) Рассчитываются компоненты оптимального распределения ограниченного ресурса времени поиска $\vec{x} = (x_1, x_2, .., x_N)$ по формуле:

$$x_j(\vec{y}) = \begin{cases} 0, \text{если } v_j^*(\vec{y}) \le 0 \\ A_j v_j^*(\vec{y}), \text{если } v_j^*(\vec{y}) > 0 \end{cases}, \quad (8)$$

где: $v_j^*(\vec{y})$ – уточненные после итерации значения заданий.

В таблице приведены результаты вычисления нормированной суммарной вероятности обнаружения КИРИ (обзорных РЛС, РЛС обеспечения полевой артиллерии, РЛС ДРЛО типа АВАКС, многофункциональных РЛС зенитных ракетных комплексов, бортовых МФ РЛС и др.), работающих в диапазоне контроля Δf_p =0,1÷12 ГГц, при равномерном [$P_{ср}$ (x_1, x_2,…, x_j)] и оптимальном [$P_{опт}$ (x_1, x_2,…, x_j)] распределении ограниченного запаса временного ресурса (N=70) по семи ПД частот поиска [$x_j(y)_{ср}$ и

$x_j(y)_{опт}$ $j = 1, \dots, 7]$ для заданных априорных значений вероятностей обнаружения и коэффициентов важности по каждому ПД.

Табл.

Поддиапазон	0,1-1,5 ГГц	1,5-3,1 ГГц	3,1-3,5 ГГц	3,5-4,4 ГГц	4,4-4,7 ГГц	4,7-8 ГГц	8-12 ГГц
p_{1j}	0,2874	0,0589	0,116	0,0246	0,6872	0,0475	0,1389
c_j	0,05	0,15	0,2	0,07	0,13	0,15	0,25
$x_j(y)_{опт}$	4,5032	15,4897	18,1681	0	3,4871	19,0165	21,2462
$x_j(y)_{ср}$	10	10	10	10	10	10	10
$p_{опт}(x_j)$	0,7095	0,3025	0,9742	0	0,9967	0,5927	0,9430
$p_{ср}(x_j)$	0,9067	0,3463	0,5783	0,1603	0,9997	0,2887	0,6489
$P_{опт}(x_1, x_2, \dots, x_j)$	0,8796						
$P_{ср}(x_1, x_2, \dots, x_j)$	0,5613						

Вывод: Анализ и сравнение сумм вероятностей обнаружения КИРИ показывают, что оптимальное распределение ограниченного временного ресурса, имеет преимущество по сравнению с равномерным распределением указанного ресурса. Повышение эффективности поиска составляет от 23%, до 52%. Очевидно, что этот выигрыш будет возрастать по мере роста качества имеющейся априорной информации об источниках, находящихся в диапазоне контроля и от степени неодинаковости величин c_j и p_{1j} в контролируемых поддиапазонах.

[1] Ямпольский Л.С. Обобщенный анализ применения средств воздушного нападения ОВС НАТО при проведении военной операции в Югославии «Решительная сила» и в других локальных войнах в 90-х годах – Ульяновск: УлГТУ, 2000, 80 с.
[2] Вакин С. А., Шустов Л. Н. Основы радиопротиводействия и радиотехнической разведки. – М.: Сов. Радио, 1968, 448 с.
[3] Гурин Л.С., Дымарский Я.С., Меркулов А.Д. Задачи и методы оптимального распределения ресурсов. – М.: Сов. Радио, 1968, 464 с.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РЕАЛИЗАЦИИ ПОДХОДА К ВЫДЕЛЕНИЮ ТЕРМОВ В МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПИСЕМ НА СЛУЧАЙНОСТЬ

С.В. Корелов[1)], А.М. Петров[1)], И.Г. Сидоркина[2)], Л.Ю. Ротков[3)]

[1)] Национальный координационный центр по компьютерным инцидентам
[2)] ПГТУ
[3)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время одним из важных способов коммуникации является электронная почта, обладающая многочисленными достоинствами, среди основных из которых доступность, оперативность и дешевизна при одновременных больших возможных объемах и разнообразных видах содержимого электронных почтовых сообщений.

Однако ее использование сопровождается некоторыми проблемами. Одной из них является спам, ставший уже классическим бизнес-риском и являющийся проблемой не только для мирового потока электронных писем, но и трафика в общем. Средняя доля спама в почтовом трафике в 2018 году составила 52,48 % [1], в 2019 – 56,51 % [2], а в 2020 – 50,37 % [3]. Также спам является причиной различных негативных последствий для его получателей [например, 4, 5].

В связи с этим исследование, разработка, создание и внедрение новых и совершенствование существующих решений, моделей, алгоритмов, средств, систем и технологий обеспечения безопасности информационных систем, ориентированных на обнаружение (выявление) анонимных массовых непрошенных рассылок электронных писем, является актуальной и практически значимой задачей. При ее рассмотрении важным и актуальным является вопрос выбора значимых (с точки зрения качества обнаружения спама) признаков электронных почтовых сообщений для процесса классификации, что требует проведения соответствующих исследований [6].

В связи с актуальностью и важностью данного направления исследований в задаче обнаружения спама в [7] предложена и в [6] уточнена модель электронных писем, позволяющая специфическим способом выделять текстовые отрезки электронных писем, являющиеся отражением их отличительных признаков, или термы:

$$\Psi_{el} = \langle Prepr, terms, term_Code \rangle. \quad (1)$$

Модель оперирует с преобразованными в числовой вектор данными, полученными из исходных текстов электронных писем. В качестве ее параметров, оказывающих влияние на выделение термов, в [6, 8-10] обоснованы:

q – количество числовых кодов, сопоставляемых символам текста, в функции преобразования писем в числовой вектор;

Δt – шаг выборки символов текста в функции преобразования писем в числовой вектор;

n – длина выборки (N-граммы – последовательности, порождающей терм).

Корректность, практическая применимость и результативность модели (1) продемонстрированы в [6-9], а в [6, 8-10] обоснован выбор значения параметра n.

Настоящая статья посвящена анализу результатов реализации подхода к выделению термов в модели электронных писем на случайность.

Основная часть

В [8, 9] показано, что применение модели (1) на англоязычном наборе электронных писем (сформирован и описан в [11] с дополнительными изменениями в соответствии с [9], состоит из 6 групп легальных писем общим количеством 16100 писем и 6 групп спамовых писем общим количеством 16420 писем) дает наилучшие результаты обнаружения при численном значении ключевого параметра $n = 1$ и $n = 2$.

При этом очевидно, что выделение термов происходит на основе всего лишь одного или последовательности из двух символов (начало и окончание терма). В связи с этим авторами сделано предположение о возможном наличии случайности результатов предложенного подхода к выделению термов в соответствии с моделью (1). Для проверки данной гипотезы поставлен эксперимент, в качестве значений параметров модели электронных писем для которого приняты следующие:

$q = 256$ – соответствует количеству символов кодировки Windows-1251;

$\Delta t = 1$ – шаг дискретизации равен одному символу;

$n = 1 \ldots 3$.

На основании полученных и обоснованных в [6] результатов все письма указанного англоязычного набора прошли следующую предварительную предобработку:

- удаление повторений символов пробелов, табуляции и переносов строк;
- перевод всех букв в верхний регистр.

Эксперимент и оценка его результатов проводились аналогично [6, 8, 9].

На первом шаге для каждой категории (класса) писем (легальные и спамовые) каждой группы писем были рассчитаны наборы термов в соответствии с моделью (1).

На втором шаге для этих же писем наборы термов были рассчитаны следующим «псевдослучайным» образом. Для каждого письма на основе результатов предыдущего шага определялось множество, элементами которого являлось количество термов (безотносительно к их символьному составу), сгруппированными по их длинам (например, письмо – множество из 5 термов по 10 символов и 3 терма по 5 символов). Далее случайным образом из полученного множества выбиралась длина терма и, начиная с первого символа письма, выделялся первый «псевдослучайный» терм, а значение количества термов с данной длиной уменьшалось на единицу (например, выбран терм длиной 5 символов, тогда множество на следующем шаге примет вид: 5 термов по 10 символов, **2** терма по 5 символов). Данное действие повторялось до тех пор, пока не исчерпывались все длины всех термов исходного множества, а выделение каждого последующего «псевдослучайного» терма начиналось с символа, следующего в письме за последним символом предыдущего «псевдослучайного» терма.

На третьем шаге отдельно для каждого из полученного на шагах один и два наборов термов (обычного и «псевдослучайного») определялись коэффициенты принадлежности каждого письма к легальным или спамовым письмам, за который принято суммарное количество содержащихся в письме термов, встретившихся в соответствующих категориях всех групп.

Решение о принадлежности письма к спамовым или легальным принималось с использованием простейшего решающего правила – по принципу большего суммарного количества термов соответствующей категории.

В качестве мер оценки результатов эксперимента использованы полнота R, точность P обнаружения (классификации) и сбалансированная -мера [6, 8-10, 12-15]. Результаты эксперимента по каждой из этих мер представлены на рисунках 1-3.

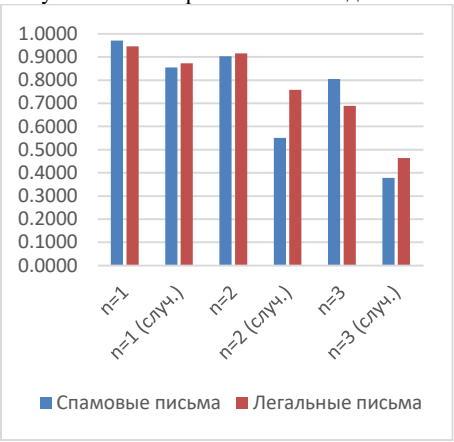


Рис. 1

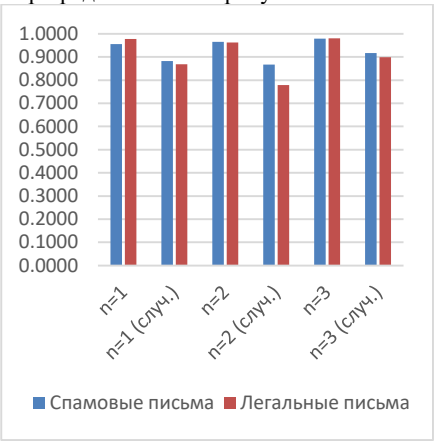


Рис. 2

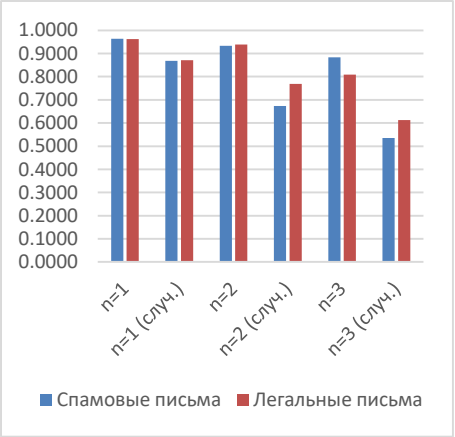


Рис. 3

Анализ полученных результатов показывает значимое различие в полученных значениях при реализации подхода к выделению термов в модели (1) с «псевдослучайным» выделением термов. При этом необходимо отметить, что при $n = 1$ данное различие не столь значительно (около 10 %), как при $n = 2$ и $n = 3$ (более 20 %). Это объясняется применяемым в эксперименте подходом к классификации (учитываются все термы с суммарным единичным весом), а также тем, что возможное максимальное (предельное) число уникальных термов в наборах соответствующих классов при бесконечном увеличении числа писем в обучающих наборах при $n = 1$ достигается гораздо быстрее, чем при $n = 2$ и $n = 3$. Дополнительно проведенные эксперименты с «псевдослучайным» выделением термов показали, что данная разница остается практически одинаковой.

Таким образом, проведенный эксперимент не подтверждает выдвинутую выше авторами гипотезу.

Заключение

Таким образом, результаты эксперимента свидетельствуют о неслучайности результатов реализации подхода к выделению термов в модели электронных писем и подтверждают его обоснованность. При этом косвенно подтверждается сделанный в [10] вывод о целесообразности использования комбинированного подхода при использовании комбинаций численных значений ключевого параметра n модели электронных писем (1) в задаче обнаружения спама.

Одновременно результаты эксперимента показывают целесообразность применения весовых коэффициентов термов и процедур снижения размерности признакового пространства с целью исключения фактора случайности в процессе классификации, обусловленного возможным достижением максимального (предельного) числа уникальных термов в наборах соответствующих классов при бесконечном увеличении числа писем в обучающих наборах.

[1] Вергелис М., Щербакова Т., Сидорина Т. Спам и фишинг в 2018 году [Электронный ресурс] // Securelist. – 2019. Режим доступа: https://securelist.ru/spamand-phishing-in-2018/93453 (дата обращения 19.01.2021).

[2] Вергелис М., Щербакова Т., Сидорина Т., Куликова Т. Спам и фишинг в 2019 году [Электронный ресурс] // Securelist. – 2020. Режим доступа: https://securelist.ru/spam-report-2019/95727 (дата обращения 19.01.2021).

[3] Куликова Т., Щербакова Т., Сидорина Т. Спам и фишинг в 2020 году [Электронный ресурс] // Securelist. – 2021. Режим доступа: https://securelist.ru/spam-and-phishing-in-2020/100408/ (дата обращения 21.04.2021).

[4] Abdulhamid Sh.M., Shuaib M., Osho O., Ismaila I., Alhassan J.K. Comparative Analysis of Classification Algorithms for Email Spam Detection // International Journal of Computer Network and Information Security (IJCNIS). 2018. Vol. 10. No. 1. PP. 60-67. DOI:10.5815/ijcnis.2018.01.07.

[5] Sharaff A., Nagwani N., Dhadse A. Comparative Study of Classification Algorithms for Spam Email Detection // Shetty N., Prasad N., Nalini N. (eds) Emerging Research in Computing, Information, Communication and Applications. New Delhi: Springer, 2016. PP. 237-244. DOI:10.1007/978-81-322-2553-9_23.

[6] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Предобработка текстов электронных писем в задаче обнаружения спама // Труды учебных заведений связи. 2020. Т. 6. № 4. С. 80–90. DOI: https://doi.org/10.31854/1813-324X-2020-6-4-80-90.

[7] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Модель электронных писем в задаче обнаружения спама // Вестник Поволжского государственного технологического университета. Сер.: Радиотехнические и инфокоммуникационные системы. 2020. № 2 (46). С. 44-54. DOI: https://doi.org/10.25686/2306-2819.2020.2.44.

[8] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. К вопросу об определении численного значения параметра в модели электронных писем // Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического

факультета (Нижний Новгород, 13-31 мая 2020 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2020. С. 471-474.

[9] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Определение длины выборки в модели электронных писем // Вестник Пермского национального исследовательского политехнического университета. Электротехника, информационные технологии, системы управления. 2020. № 4 (36). С. 31-47. DOI: 10.15593/2224-9397/2020.4.02.

[10] Корелов С.В., Петров А.М., Ротков Л.Ю., Горбунов А.А. Комбинирование значений параметра модели электронных писем // Материалы XII Международной Интернет-конференции молодых ученых, аспирантов и студентов «Инновационные технологии: теория, инструменты, практика» (InnoTech-2020). – Пермь: ПНИПУ. Принята к публикации 14.01.2021.

[11] Metsis V., Androutsopoulos I., Paliouras G. Spam Filtering with Naive Bayes – Which Naive Bayes? // Proceedings of the 3rd Conference on Email and Anti-Spam (CEAS 2006, Mountain View, USA, 27–28 July 2006). 2006. PP. 28–69.

[12] Sebastiani F. Machine Learning in Automated Text Categorization // ACM Computing Surveys. 2002. Vol. 34, No. 1. Pp. 1-47. DOI: https://doi.org/10.1145/505282.505283.

[13] Sebastiani F. Text Categorization // Zanasi A. (ed.). Text Mining and its Applications. Southampton: WIT Press, 2005. Pp. 109-129.

[14] Aas K., Eikvil L. Text Categorisation: A Survey // Norwegian Computing Center. Tech. Report number: 941, 1999.

[15] Manning C., Raghavan P., Shütze H. Introduction to Information Retrieval. Cambridge: Cambridge University Press, 2008. DOI: https://doi.org/10.1017/CBO9780511809071.

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ОБЪЕКТОВ С ДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ, ЗАВИСЯЩИМИ ОТ ГЕОИНФОРМАЦИОННЫХ ДАННЫХ

А.А. Коротышева, С.Н. Жуков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одним из интересных и перспективных направлений информационных технологий в сфере автотранспорта является технология дополненной реальности (augmented reality, AR). Основная идея такой технологии - предоставление водителю навигационной и другой необходимой информации в виде интерактивной проекции на лобовое стекло автомобиля. Так как проецируемая информация находится на уровне глаз водителя, он воспринимает её, не отвлекаясь от вождения и отслеживания ситуации на дороге, что обеспечивает повышение безопасности дорожного движения. Разработки в этом направлении в настоящее время активно проводятся во всем мире [1].

Актуальной задачей в этой области представляется разработка и совершенствование алгоритмов реализации технологии визуализации дополненной реальности для навигационного оснащения автомобиля, повышающих эффективность обработки и отображения объектов с динамическими параметрами, зависящими от геоинформационных данных.

Алгоритм построения маршрута

В качестве источника геоинформационных данных при реализации системы дополненной реальности был выбран OpenStreetMap – проект с открытым исходным кодом, которой является аналогом плиточных картографических сервисов, используемых такими системами, как OpenLayers. OpenStreetMap имеет глобальные векторные данные на уровне улиц и других пространственных объектов [2].

Оптимальным маршрутом в ГИС является маршрут с минимальным расстоянием или временем. Дорожную сеть можно представить в виде графа, где ребра - дороги, а вершины - перекрестки и конечные точки. В ГИС используются алгоритмы с выполнением предварительной обработки графа для ускорения работы отдельных запросов и более эффективным использованием памяти.

Для построения маршрутов в данной работе был выбран маршрутный сервис OSRM (Open Street Routing Machine) – открытый проект с http-сервисом [3], использующий для оптимизации маршрута алгоритм Contraction Hierarchies [4]. В основе этого алгоритма лежат известные алгоритмы поиска маршрута Дейкстры [5], определяемые выражениями (1) и (2) и A* алгоритма, с использованием выражения (3).

$$d[v] = \min_{p:\, u[p]=false} d[p], \tag{1}$$

$$d[to] = min(d[to], d[v] + len), \tag{2}$$

где $d[v]$ – текущая длина для v – вершины кратчайшего пути из s в v. Изначально $d[s] = 0$, а для всех остальных вершин эта длина равна бесконечности.

$$f(n) = g(n) + h(n), \tag{3}$$

где $f(n)$ — минимальная стоимость перехода в соседний узел; $g(n)$ — стоимость пути от начальной вершины до любой другой; $h(n)$ — эвристическое приближение стоимости пути от узла n до конечного узла.

При задании точек маршрута выполняется пересчет координат из широты/долготы в проекцию Меркатора/WGS84 по формулам (4, 5).

$$X = a * long, \tag{4}$$

$$Y = a * ln\left[tan\left(\frac{\pi}{4} + \frac{lat}{2}\right) * \left(\frac{1-e*sin\,lat}{1+e*sin\,lat}\right)^{\frac{e}{2}}\right], e = \sqrt{1-\left(\frac{b}{a}\right)^2}, \tag{5}$$

где $long/lat$ - долгота/широта в радианах ($lat * \pi/180$, $lon * \pi/180$); e - эксцентриситет эллипса, $f = \frac{a-b}{a}, e = \sqrt{2f - f^2}$; a и b - большая и малая полуоси эллипса.

Алгоритм визуализации

Алгоритм визуализации дополненной реальности при построении маршрута с использованием сервиса OSRM и OpenStreetMap представлен на рис. 1.

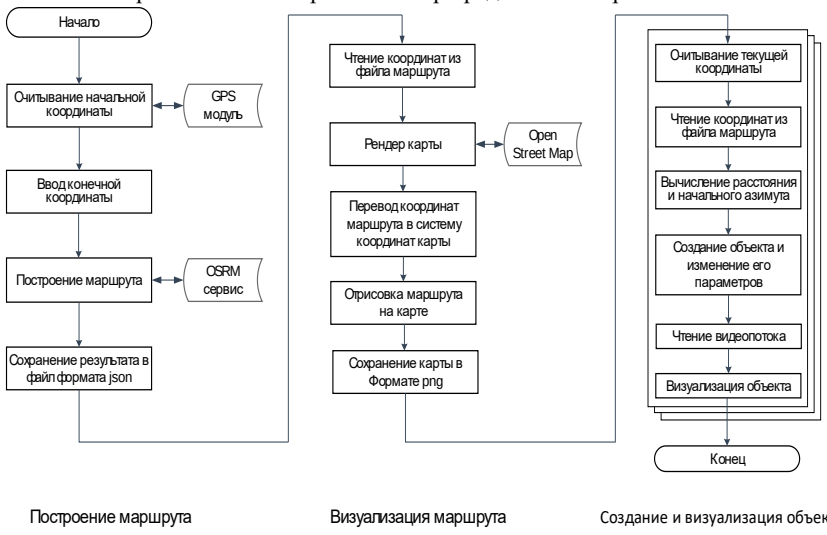


Рис. 1

При построении маршрута определяются начальная и конечная координаты маршрута, их значения обрабатываются и передаются в маршрутный сервис OSRM. Для определения координат используется приемник GPS спутниковой системы навигации. Скаченные с серверов Open Street Map тайлы объединяются в карту, полученные координаты переводятся в систему координат карты и визуализируются посредством 2D-графики.

Видеопоток с камеры поступает в функцию отрисовки объекта, в которой производится обработка и анализ каждого кадра видеопотока. Вычисляется маска объекта, его растяжение и поворот, что позволяет однозначно задать положение объекта в пространстве. Затем объект выводится на экран при помощи графической библиотеки.

Программная реализация и результаты моделирования

Алгоритм визуализации динамических объектов дополненной реальности и обработки геоданных были реализованы в программном коде на языке Python. При проведении моделирования программа, реализующая предложенный алгоритм, в режиме реального времени производила рендеринг карты с отрисовкой маршрута и выводила на экран с изображением дороги, полученным от видеокамеры, дополнительный слой с визуализацией направления движения по заданному маршруту в виде «подсказок» стрелок-указателей (рис. 2).

Рис. 2

Маршрут сохранялся в отдельном файле формата json. При проведении моделирования с gps приемника были записаны данные по скорости (рис. 3), которые, наряду со стрелками-указателями, также могут быть представлены водителю. Сравнение полученных результатов моделирования с результатами работы штатного навигатора автомобиля показало их сопоставимость и подтвердило эффективность разработанного алгоритма.

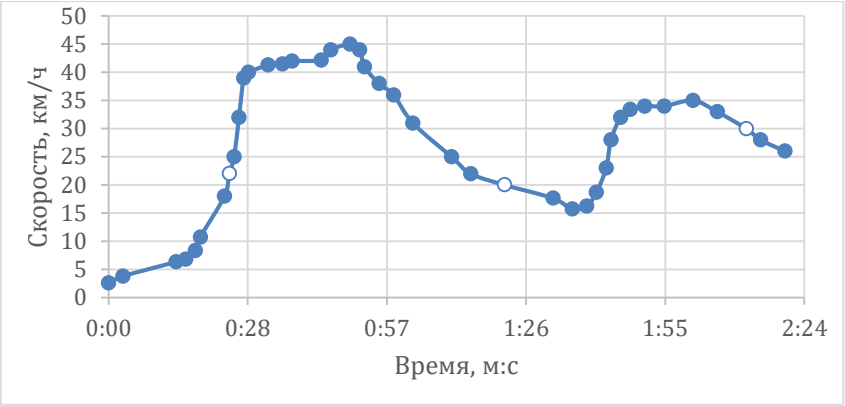


Рис. 3

Заключение

Создан алгоритм визуализации объектов с динамическими параметрами, зависящими от геоинформационных данных с использованием широкодоступных сервисов OSRM и Open Street Map, разработан интерактивный интерфейс, обладающий интегрированным эффектом от совмещения преимуществ навигационных систем и сервисов геоинформационных данных. Разработанный программный код на языке Python может быть использован в системе навигационного оснащения автомобиля. Совершенствование алгоритмов и дальнейшее развитие системы может представлять интерес по следующим направлениям: повышение быстродействия исполнения программного кода путем разработки его части на языке C++, повышение информативности интерфейса (вывод скорости движения, расхода топлива и т.п.), дополнение моделей визуализации голосовыми сообщениями (подсказками).

[1] Charissis V., Papanastasiou S. Human–machine collaboration through vehicle head up display interface // Cogn Tech Work. 2010. Vol. 12. P. 41.
[2] OpenStreetMap - wiki-карта мира [Электронный ресурс] // OpenStreetMap: [сайт]. URL: https://www.openstreetmap.org/ (дата обращения: 13.04.2021).
[3] OSRM API Documentation [Электронный ресурс] // Project OSRM: [сайт]. URL: http://project-osrm.org/docs/v5.22.0/api/#general-options (дата обращения: 31.03.2021).
[4] Robert Geisberger, Peter Sanders, Dominik Schultes, and Daniel Delling, Contraction Hierarchies: Faster and Simpler Hierarchical Routing in Road Networks, WEA, 2008, pp. 319-333.
[5] Dijkstra E. W. A Note on Two Problems in Connexion with Graphs // Numerische Mathematik, 1959. Vol. 1. P. 269.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ СЕТЕВЫХ ВТОРЖЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

В.Д. Мышленник, С.П. Никитенкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одной из актуальных задач в сфере информационной безопасности является создание системы обнаружения аномалий. Под аномалией понимается явное отклонение текущего состояния информационной системы от наблюдаемых ранее и находящихся вне соответствия политике безопасности. Применение технологий искусственного интеллекта (ИИ) и машинного обучения в защите от кибератак становится одним из ключевых направлений в информационной безопасности. Технологии искусственного интеллекта и машинного обучения помогают прослеживать связь событий и применять эвристику для выявления аномалий.

Актуальность решения задачи выбора моделей глубокого обучения для обнаружения аномалий связана с необходимостью анализа большого числа событий безопасности для обнаружения сетевых вторжений.

В данной работе рассматриваются различные алгоритмы машинного обучения в обнаружении и классификации атак.

Для обучения в работе используется набор данных UNSW-NB15 [1,2]. Атаки были выбраны с постоянно обновляемого сайта CVE, при этом нормальное поведение не моделировалось. Трафик на уровне пакетов перехватывался через утилиту TCPdump. К признакам, таким как название протокола, сервис передачи данных, применен метод One-Hot Encoding для представления категориальных переменных в виде двоичных векторов. Далее произведена нормализация значений всех признаков. Для обучения использовалось 75% случайных записей преобразованного для классификации набора данных, оставшиеся 25% для тестирования моделей. Для обнаружения аномалий в системе используется бинарная классификация. Для классификации данные были предварительно разделены на два класса:

- Normal – отсутствие атаки
- Attack – наличие, одной из размеченных в наборе UNSW-NB15, атаки.

В качестве основных метрик оценки качества моделей использовались:

- balanced_accuracy_score – сбалансированная точность
- recall - полнота
- F1-score – F-мера
- ROC AUC – площадь под ROC-кривой.

Анализ показывает, что наилучшие значения качества на обучающем наборе обеспечивает алгоритм AdaBoost. Стоит отметить, что в качестве базового решающего дерева в данном алгоритме использовалось лучшее, полученное для Decision tree. Данный метод классификации обеспечивает 2,7% ложноотрицательных срабатываний и 1,5% ложноположительных срабатываний, что является приемлемым результатом. В таблице приведено сравнение моделей машинного обучения в случае бинарной классификации.

Модель	Оценка			
	balanced accuracy score	recall	F1-score	ROC AUC
Decision tree	0,9791	0,9846	0,9848	0,9791
Random Forest	0,9526	0,9348	0,9526	0,9580
Gaussian NB	0,6181	0,2470	0,3942	0,6181
AdaBoost	0,9806	0,9846	0,9848	0,9791
KNeighbors	0,9791	0,9846	0,9848	0,9791

В качестве диагностического инструмента интерпретации вероятностного прогноза для задач прогнозирующего моделирования двоичной (двухклассовой) классификации использовались кривые ROC, представленные на рисунке, где False Positive Rate – доля ложных положительных классификаций. True Positive Rate – доля верных положительных классификаций. False Positive Rate показывает сколько из обшего числа негативных существующих значений предсказаны как ложно позитивные. True Positive Rate – доля верных положительных классификаций, т.е. насколько алгоритм определяет правильные решения из всех возможных.

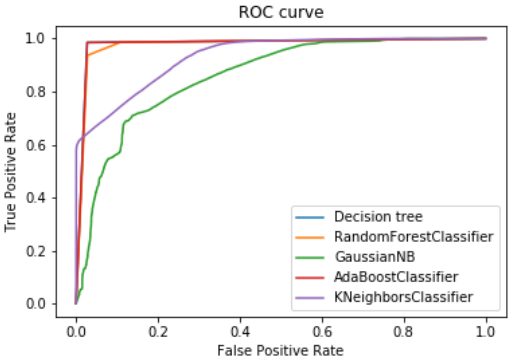


Рис.

Далее рассмотрим классификацию атак по категориям. Результаты представлены в таблице. В размеченном наборе данных UNSW-NB15 выделялись 9 классов атак:

- Fuzzers – генерация случайных данных, чтобы вызвать отказ программы или сети,
- Analysis – содержит различные атаки, связанные со сканированием портов, спамом и внедрением в HTML-файлы,
- Bakdoors – обход механизмов защиты с целью скрытого доступа к данным или программам,
- DoS – отказ в обслуживании сервера или сетевого ресурса,

- Exploits – эксплуатация известных атакующему уязвимостей в операционной системе или программе,
- Generic – техника обнаружения трафика, шифрованного блочным шифром,
- Reconnaissance – разведывательные атаки,
- Shellcode – передача небольших частей кода, используемых для эксплуатации уязвимостей программ,
- Worms – атаки, связанные с самореплицируемыми вирусами.

Модель	Оценка		
	balanced accuracy score	recall	F1-score
Decision tree	0,5713	0,7849	0,7849
RandomForestClassifier	0,4696	0,7469	0,7598
GaussianNB	0,1762	0,1528	0,2348
AdaBoostClassifier	0,5713	0,7853	0,7849
KNeighborsClassifier	0,3348	0,7030	0,6778

Наилучшим образом среди алгоритмов многоклассовой классификации как и на предыдушем этапе является – AdaBoost, он немного улучшает результаты Decision Tree, на основе которого построен.

Анализ матрицы ошибок позволяет сделать следующие выводы: алгоритм AdaBoost достаточно точно выявляет атаки типа Generic(98,5%), Fuzzers (85,8%), Reconnaissance (77,2%) и Exploits (71,1%), Reconnaissance (77,2%). Алгоритм довольно часто считает, что атака относится к классу Exploits вместо реального класса DoS (43,7%),Analysis (31,8%), Worms(38,2%), Backdoor (27,8%). Предположительно, ошибки на данном классе связаны со схожестью по последствиям и признакам атаки типа Fuzzers с другими типами атак.

На основе сравнительного анализа качества алгоритмов бинарной и многоклассовой классификации можно сделать вывод, что для выявления атак в сетях компании можно использовать алгоритм машинного обучения AdaBoost.

Достоинством алгоритмов машинного обучения перед стандартными сигнатурными методами является то, что они могут быть использованы для выявления новых разновидностей и типов атак в пределах описанных классов.

В целом для корпоративных сетей рекомендуется использовать сочетание сигнатурных методов анализа и методов машинного обучения.

[1] Moustafa N., Slay J. // "UNSW-NB15: a comprehensive data set for network intrusion detection systems (UNSW-NB15 network data set)," 2015 Military Communications and Information Systems Conference (MilCIS). 2015. P. 1.

[2] Moustafa N., Slay J. // The evaluation of Network Anomaly Detection Systems: Statistical analysis of the UNSW-NB15 data set and the comparison with the KDD99 data set, Information Security Journal: A Global Perspective, 25:1-3. P. 18.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ КЛАССИФИКАТОРА СЕТЕВОГО ТРАФИКА НА ОСНОВЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ.

Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Приложения, использующие разные протоколы прикладного уровня, генерируют потоки транспортного уровня с различными статистическими характеристиками. Для того чтобы правильно классифицировать потоки, необходимо правильно соотнести статистические метрики для приложений, генерирующих эти потоки. Тогда по значениям входных меток можно будет с высокой точностью определить, какое приложение сгенерировало тот или иной поток, следовательно – классифицировать трафик.

Следующие основные показатели характеризуют транспортные потоки сетевого трафика:

- Последовательность размеров сегментов транспортного уровня (TCP или UDP), отправленных со стороны клиента;
- Последовательность размеров сегментов транспортного уровня, отправленных со стороны сервера;
- Последовательность размеров порций данных, отправленных со стороны клиента;
- Последовательность размеров порций данных, отправленных со стороны сервера.

В виду того, что характеристики первых переданных/полученных IP-пакетов при обмене данными могут нести много информации об используемом протоколе, имеет смысл анализировать не весь поток целиком, лишь срез первых N сегментов потока.

Поскольку релевантность статистических характеристик может меняться от различных параметров трафика, алгоритм машинного обучения «Random Forest» идеально подойдет для их классификации, так как он слабо чувствителен к шумам и корреляции признаков [1].

Данный алгоритм основан на принципе обучения с учителем, соответственно для его работы необходима некоторая выборка объектов, для которых уже точно определены метки классов. Соответственно все трассировки, которые будут подаваться на вход классификатора, будем делить на обучающие и проверочные выборки: на обучающей выборке будет проводиться обучение модели, а на проверочной оценка выполнения классификации. Обычно трассировки разделяются на подвыборки пропорционально 1 к 3.

Для корректной работы классификатора, данные, подаваемые на его вход, должны быть соответствующим образом подготовлены. В первую очередь необходимо разобрать «сырой» дамп сетевой трассировки на потоки транспортного уровня, рассчитать статистические характеристики и определить протоколы прикладного уровня для обучающей выборки.

Для тестирования классификатора использованы собственные сетевые трассировки, полученные с помощью экспериментального стенда для пассивного прослушивания трафика, схема подключения которого изображена на рисунке.

Подключение стенда осуществлялось в точках выхода в сеть «Интернет», перед пограничным маршрутизатором, за которым работала сеть из персональных компью-

теров, а также подключались клиенты, использующие мобильные приложения. Длительность записей сетевых трассировок составляет от 1 до 3-х суток.

В качестве параметров алгоритма Random Forest после нескольких экспериментов были выбраны следующие значения:

- Число деревьев: 27;
- Критерий: энтропия;
- Максимальная глубина дерева: 9.

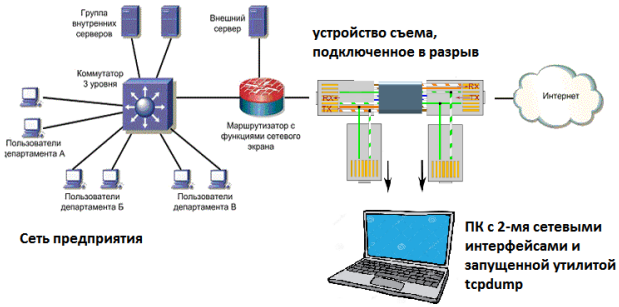


Рис.

Перед непосредственной подачей трассировок на вход классификатора, файлы дампов «.pcap» были обработаны утилитой «editcap».

Для подачи на вход классификатора подготовлен дамп сетевой трассировки, состоящий преимущественно из HTTP-трафика, состоящий по данным анализатора трафика Wireshark из 20007 HTTP-потоков.

Классификация показала следующие результаты. Анализировались только первые 10 пакетов из каждого потока:

	BitTorrent	DNS	HTTP	SSL
BitTorrent	0	1	0	1
DNS	0	32	0	0
HTTP	0	0	19823	21
SSL	0	0	80	3094

Классификатор распознал 19823 HTTP-потоков, что говорит о его высокой точности, при том, что по данным анализатора Wireshark, на его вход подавалось чуть более 20000 потоков HTTP-трафика. Как видно по диагонали, классификатор также распознал 32 потока DNS, и 3094 SSL-рукопожатий, использующихся для передачи сертификата. Все значения вне диагонали – различного рода ошибки.

Ниже представлены данные 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. Ф-мера – среднее гармоническое полноты и точности:

	precision	recall	f1-score	support
BitTorrent	0.00	0.00	0.00	2
DNS	0.97	1.00	0.98	32
HTTP	1.00	1.00	1.00	19844
SSL	0.99	0.97	0.98	3174
accuracy			1.00	23052
macro avg	0.74	0.74	0.74	23052
weighted avg	1.00	1.00	1.00	23052

Появление ошибок классификации в первую очередь связано с недостаточным обучением алгоритма классификации, что требует более тщательного исследования данного вопроса. Для классификации обучающей выборки предложенного классификатора используется модуль nDPI, который может неверно идентифицировать некоторые протоколы прикладного уровня, соответственно необходимо совершенствовать данный инструмент, дополняя его другими методами анализа, в том числе ручного, что касается новых и нестандартизированных протоколов.

Ошибки классификации также могут быть вызваны недостаточной производительностью аппаратно-программной платформы вычислительного стенда, использующегося в данном эксперименте, что потребует для дальнейших исследований более ресурсоемкого оборудования.

Ниже представлена классификация сетевой трассировки, собранной на живой сети в течении 3-х суток и состоящей из 122852 различных потоков трафика. При записи данных в файл трассировки, на клиентских компьютерах помимо прочего, производилась загрузка и раздача файлов через приложение uTorrent, использующее протокол прикладного уровня BitTorrent:

	BitTorrent	DNS	Google	HTTP	QUIC	RTP	SNMP	SOCKS	SSL	Tor	Viber
BitTorrent	9122	5	0	8	0	0	0	0	1	0	0
DNS	2	248	0	1	0	0	0	0	0	0	0
Google	0	1	12	1	0	0	0	0	0	0	0
HTTP	1	0	0	107446	0	0	0	0	335	0	0
QUIC	0	2	0	0	20	0	0	0	0	0	0
RTP	1	3	0	0	0	0	0	0	0	0	0
RX	1	0	0	0	0	51	0	0	0	0	0
SNMP	0	0	0	0	0	0	52	0	0	0	0
SOCKS	0	0	0	0	0	0	0	1	0	0	1
SSL	2	0	0	125	0	0	0	0	5373	0	0
STUN	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
Tor	0	0	0	0	0	0	0	0	2	0	0
Viber	2	7	0	1	0	0	0	2	0	0	8

Как видно классификатор практически без ошибок определил потоки трафика BitTorrent, это также видно из данных точности и полноты предсказаний по этому классу. Вместе с тем, классификатор довольно точно идентифицировал потоки HTTP-трафика, не считая некоторых ошибок вне диагонали, пересекающихся с классом SSL.

Таблица точности предсказаний:

	precision	recall	f1-score	support
BitTorrent	1.00	1.00	1.00	9138
DNS	0.93	0.98	0.96	252
Google	1.00	0.86	0.92	14
HTTP	1.00	1.00	1.00	107782
QUIC	1.00	0.91	0.95	22
RTP	0.67	0.33	0.44	6
RX	1.00	0.98	0.99	52
SNMP	1.00	1.00	1.00	52
SOCKS	0.33	0.50	0.40	2
SSL	0.94	0.98	0.96	5500
STUN	0.75	0.75	0.75	8
Tor	0.00	0.00	0.00	2
Viber	0.89	0.40	0.55	20
WhatsAppVoice	0.00	0.00	0.00	2
accuracy			1.00	122852
macro avg	0.75	0.69	0.71	122852
weighted avg	1.00	1.00	1.00	122852

На основании полученных данных из эксперимента можно сделать вывод о достаточно полезной перспективе применяемого метода, так как полученные результаты оказались довольно точными, за исключением некоторых погрешностей классификации. Основное достоинство данного подхода перед другими методами заключается в использовании для анализа статистических характеристик потока трафика, без исследования полезной нагрузки, что делает возможным его применение в классификации шифрованного трафика.

Вместе с тем, в программной среде Python уже имеются нужные библиотеки и модули для реализации данного алгоритма машинного обучения, что упрощает его построение и дает возможность для совершенствования метода любому исследователю по данному направлению.

Что касается реализованного метода классификации на основе алгоритма Random Forest, то его основное преимущество в том, что он не требует глубокого анализа полезной нагрузки и не нарушает конфиденциальности пользовательских данных, а использует лишь статистические характеристики потока. Данный подход можно применять для идентификации используемых протоколов прикладного уровня в тех условиях, когда полезная нагрузка зашифрована. Также его можно использовать и для превентивного сбора статистики при анализе трафика, так как для определения протокола прикладного уровня достаточно иметь всего 256 байт информации на каждый поток.

[1] Машинное обучение вместо DPI. Строим классификатор трафика. https://habr.com/ru/post/304926/.

[2] Нужный Р.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А. Обзор статистических методов классификации сетевого трафика. Труды XXIV научной конференции по радиофизике, посвященной 75-летию радиофизического факультета, 2020 год.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА БАЗОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ПОИСКА АНОМАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В СЕТЕВОМ ТРАФИКЕ

А.А. Горбунов, Д.В. Смирнов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Компьютерные сети являются основой современного общества и задачи передачи информации являются одними из первостепенных. Помимо проблемы непосредственно методов передачи информации, критической областью является безопасность канала сообщения.

Существует множество методов для обеспечения безопасности данных, одним из которых является анализ сетевого трафика. Анализ может производиться как на основе статистической информации о получаемых данных, методами кратномасштабного или интеллектуального анализа [1]. В настоящей работе для анализа была использована статистическая информация о получаемых пакетах и их размере. Такой подход позволяет выявлять ряд аномальных активностей, которые могут служить маркерами стороннего вмешательства в сеть.

Для того чтобы произвести анализ сетевого трафика был использован алгоритм на основе определения базовых параметров [2]. В первую очередь изучаемую последовательность сетевых пакетов необходимо разделить на участки стационарности для проведения исследования. Проводилось сравнение типов разбиения ряда данных для трех различных методов.

- Тип 1. Разбиение по предлагаемому алгоритму. Данный алгоритм основан на выделении наименьшей уникальной последовательности и разбиении трафика на элементы различной длины, требующих различной сложности источника данных.
- Тип 2. Разбиение, предложенное в работе [2]. Суть данного разбиения заключается в разбиении трафика на участки стационарности с равной сложностью источника данных. Для этой цели была выбрана сложность источника $n = 3$.
- Тип 3. Разбиение по фиксированному размеру. Данный тип разбиения предполагает разделение последовательности на равные по числу пакетов участки, каждый по 40 пакетов.

При обнаружении аномалий будем основываться на процентном отклонении PD величины x от медианы ее распределения m_x:

$$PD = \frac{(x - m_x)}{m_x} \times 100\%,$$

а также среднепроцентного отклонения PD_{avg} для участка длины n:

$$PD_{avg} = \frac{1}{n} \times \sum_{i=1}^{n} PD_i .$$

Поиск аномалий проводился по двум видам данных: по размерам пакетов и по размеру участка стационарности. Поиск по размерам пакетов позволяет обнаружить участки стационарности с завышенным объемом пакетов, что является аномальной ситуацией, в то время как поиск по размеру участка стационарности позволяет обнаружить попытки флуда или сканирования сети [3]. Критерием для признания участка

стационарности аномальным при этом считалось превышение параметром X^2 граничного значения

$$X^2 = \sum_{b=1}^{B} \frac{(Y - y_b)^2}{y_b} \geq Y^2,$$

где Y – среднепроцентное отклонение величины от медианы распределения по всему ряду данных за исключением проверяемого участка, y_b – среднепроцентное отклонение величины для исследуемого участка, а B – размер участка стационарности.

В ходе настоящей работы было проведено исследование последовательностей пакетов сетевого трафика, полученного из сети радиофизического факультета. Информация о длинах пакетов получалась с помощью программы-анализатора Wireshark, а также с приведением в текстовую форму для удобства дальнейшего анализа. На рис. 1 и 2 представлены результаты, полученные при использовании предлагаемого метода разбиения. По оси абсцисс отложены номера участков стационарности, а по оси ординат – полученные для них величины отношения X^2/Y^2. Аномалии выделены красным цветом, а нормальные элементы – синим.

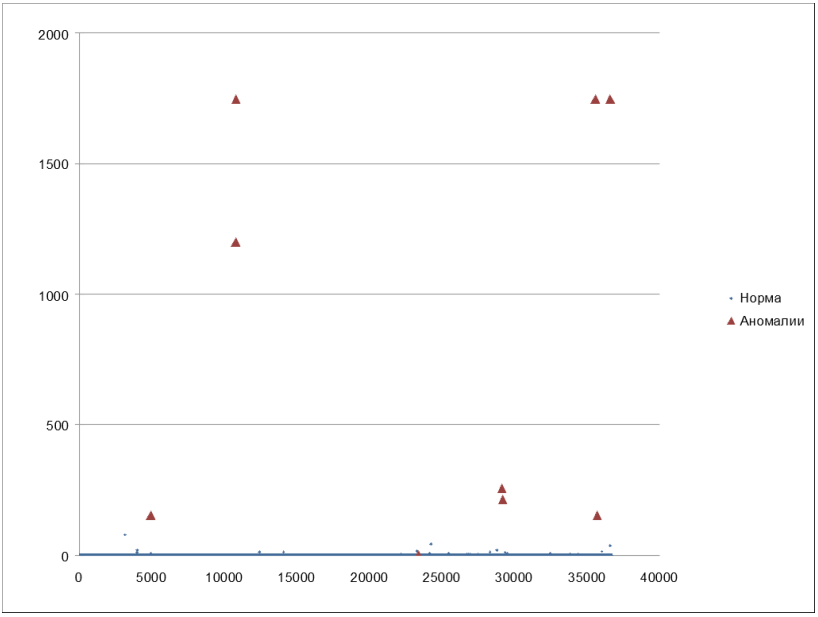


Рис. 1

На рис. 1 представлены результаты для размеров участков стационарности, полученных с помощью предлагаемого разбиения; чем выше значение по оси ординат, тем выше вероятность того что аномалия является признаком атаки.

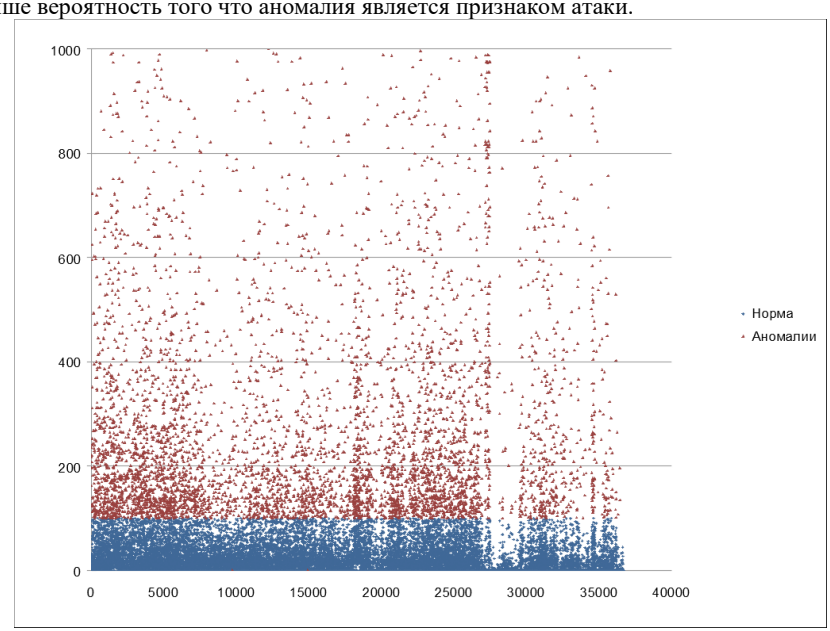


Рис. 2

На рис. 2 представлены результаты для среднепроцентного отклонения размера пакетов, а значение на оси ординат показывает, на сколько размер участка стационарности больше среднестатистического.

В заключение можно отметить, что количественно аномалий, обнаруживаемое при применении предлагаемого метода, уступает по общим данным аналогичному методу по разбиению второго типа, однако превосходит его в процентном соотношении. Соответственно, можно полагать, что поиск аномалий с применением разбиения первого типа является более тонким.

[1] Лукацкий А.В. Обнаружение атак. – СПб: БХВ-Петербург, 2001.
[2] Кирьянов К.Г. Выбор оптимальных базовых параметров источников экспериментальных данных при их идентификации. // Труды III Международной конференции "Идентификация систем и задачи управления SICPRO'04". – М.: ИПУ РАН, 2004, с. 187-208.
[3] Шелухин О.И. Обнаружение вторжений в компьютерные сети (сетевые аномалии). – М.: Горячая линия – Телеком, 2013.

АДАПТАЦИЯ МЕТОДА БИОМЕТРИЧЕСКОЙ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПО ГОЛОСУ К ТИХОМУ ПРОИЗНЕСЕНИЮ ПАРОЛЬНЫХ ФРАЗ ДЛЯ ПРОТИВОДЕЙСТВИЯ УТЕЧКИ РЕЧЕВОЙ ИНФОРМАЦИИ ПО АКУСТИЧЕСКИМ КАНАЛАМ

Р.А. Васильев, Л.Ю. Ротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Общие положения

В настоящее время многие финансовые операции, идентификация в системах разграничения доступа, запросы конфиденциальной информации по телефону, управление различными устройствами, основывается на применении систем биометрической идентификации по голосу (БИГ) [1].

БИГ существенно отличается от стандартных систем идентификации и систем контроля управления доступом, использующих символьные пароли и ключи. БИГ производится по уникальным и индивидуальным признакам личности и практически исключает вероятность несанкционированных действий, связанных с потерей, кражей или передачей пароля третьим лицам [2].

Широкое применение БИГ систем влечет за собой повышенный интерес со стороны злоумышленников. Наиболее частыми являются атаки с применением ранее применяемых биометрических признаков, например, аудио - запись парольной фразы.

Системы БИГ необходимо проектировать так, чтобы свести к минимуму указанные выше атаки. В данной статье описан адаптированный к тихому произнесению парольных фраз (ТПФ) метод БИГ, основанный на применении метода обеляющего фильтра (МОФ), реализованный в «Информационной системе идентификации дикторов по голосу» (ИС ИДГ) [3], доработанной для решения задачи защиты речевой информации (парольные фразы) от утечки по акустическим каналам [4].

Теоретический анализ

Общая формулировка задачи БИГ сводится к тому, что требуется отнести выборку из речи пользователя X к одному из R > 1 неопределенных пользователей или отдельных слов (классов) [5]. Каждому классу соответствуют образцы речи конкретного пользователя, обладающие общими признаками, образующими образ голоса пользователя (ОГП). Каждый ОГП обладает определенным набором устойчивых признаков P_r, $r = \overline{1,R}$. В данном случае решение задачи БИГ сводится к установлению соотношения $P_x = P_v$, $v \le R$ между набором признаком пользователя X и одним из ОГП в базе голосовых данных.

Это стандартная задача статистической классификации. Ее решение обычно основывается на критерии максимального правдоподобия. Применительно к нашей модели речевых сигналов в виде L независимых отрезков (массивов), длиной n отсчетов каждый, такая задача подробно рассматривалась в работе [6-8].

Главная идея метода состоит в существенной (в десятки раз) редукции или сжатии данных за счет того, что в базе априорных данных хранятся не сами отрезки речи

длиной $nL = 10^2 ... 10^3$ отсчетов каждый, а их образы в виде набора из R векторов АР-коэффициентов (их также часто называют коэффициентами линейного предсказания - КЛП), размерность которых $M = 10...30 < nL$ в реальных условиях ограничивается конечной степенью сложности спектрального состава человеческого голоса. Причем в отличие от известных алгоритмов автоматического распознавания речи на основе КЛП [9] в рассматриваемом МОФ применяется принципиально иной критерий для оценивания рассогласования между различными речевыми образами, уходящий своими корнями в теоретико-информационный подход и информационную метрику Кульбака-Лейблера [10].

Экспериментальные исследования

Для экспериментальных исследований была использована ранее разработанная и проверенная ИС ИДГ [11-13], адаптированная к ТПФ посредством доработки модуля регулировки чувствительности к уровню речевого сигнала пользователя (диктора) *X*. Главное окно ИС ИДГ представлено на рис. 1.

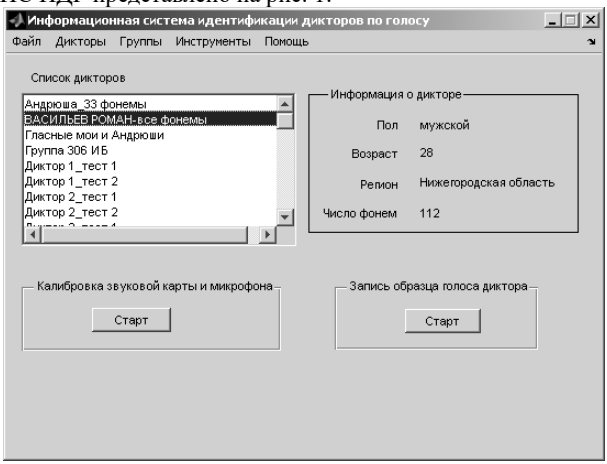


Рис. 1

Экспериментальные исследования, состоящие из трех этапов, представлены в табл. 1.

Табл. 1

Номер эксперимента	Цель эксперимента	Задачи эксперимента
1	Выявление эталонного уровня сигнала речевой идентификации пользователя по голосу, анализ недостатков и преимуществ сигналов разного уровня в системе голосовой идентификации.	Запись в БД эталонного уровня сигнала для дальнейших экспериментов, выявление среднего, низкого и высокого уровня сигнала для голосовой идентификации, определение оптимального уровня сигнала для голосовой идентификации, основываясь на преимуществах и недостатках различного уровня сигнала.
2	Определить вероятность правильной идентификации пользователей по голосу.	Определение вероятности правильной идентификации трех пользователей по голосу при условии разделения уровня сигнала на 3 интервала (до 45дБ, от 45-70дБ, более 70дБ)
3	Определение октавных коэффициентов звукоизоляции в типовом помещении, определить выполняются ли нормы защищенности в данном помещении для работы с конфиденциальной информацией.	Определить назначение объекта контроля, выбрать требуемый уровень защиты от утечки речевой информации по акустическим каналам. Определение контролируемой зоны, определение смежных помещений и ограждающих конструкций, определение контрольных точек для замера уровня акустического сигнала (шума). Проверить – выполняются ли нормы защищенности

В **первом эксперименте**, для выявления эталонного уровня сигнала *Uc* для речевой идентификации пользователя, проведено 9 опытов с различным уровнем сигнала (от 35 дБ до 84 дБ). В процессе опытов уровни сигналов разбиты на 3 группы: высокие (*Uc*~78-88дБ), средние (*Uc*~58-65дБ) и низкие (*Uc*~35-40дБ).

Проведен анализ каждой из групп сигналов и определена вероятность идентификации пользователя по голосу (табл. 2).

Табл. 2

Уровень сигнала	Вероятность идентификации	Вывод
Uc~78-88дБ	Более 90%	Идентификация в 90% проходит успешно, но вероятность утечки информации по акустическому каналу высокая.
Uc~58-65дБ	Более 70%	Идентификация в более70% проходит успешно, вероятность утечки информации по акустическому каналу в пределах нормы
Uc~35-40дБ	Менее 50%	Идентификация проходит не успешно, вероятность утечки информации по акустическому каналу ничтожно мала.

На рис. 2 показана успешная идентификация по голосу в ИС ИДГ при *Uc*=65дБ. В модуле ИС ИДГ «подсчет фонем» выделено и опознано 789 фонем, из которых 467 принадлежат конкретному диктору (пользователю). В модуле «Идентификация» показано, что диктор успешно определен.

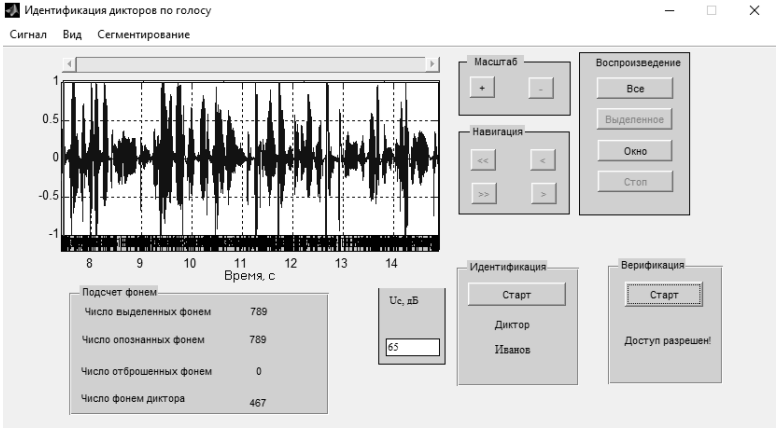


Рис. 2

Далее, на рис. 3 представлен случай с неуспешной идентификацией по голосу в ИС ИДГ при *Uc*=40дБ. В модуле ИС ИДГ «подсчет фонем» выделено 759 фонем, из которых опознано только 325 фонем и не определено, к какому диктору (пользователю) они относятся. В модуле «Идентификация» показано, что диктор не определен.

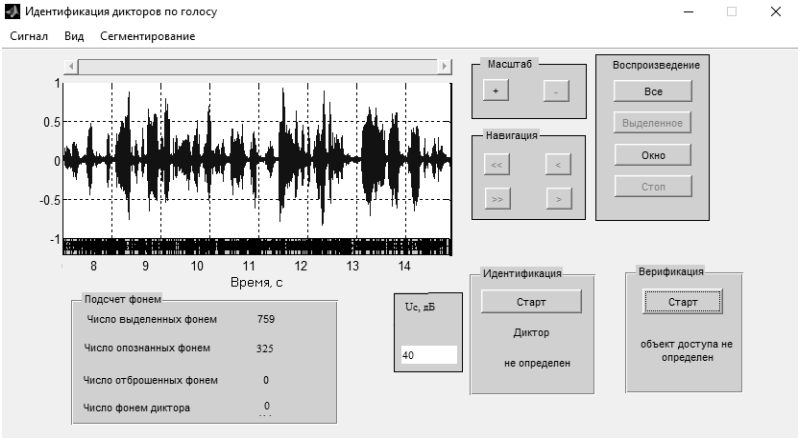


Рис. 3

Выводы по первому эксперименту:

- Определен уровень эталонного сигнала речевой идентификации *Uc*=60дБ;
- Сигналы от 35-40дБ воспринимаются ИС ИДГ гораздо хуже, в связи с чем процент успешной голосовой идентификации очень маленький, но преимуществом тихого воспроизведения парольных фраз является отсутствие акустического канала утечки информации;
- Сигналы от 58-65дБ ИС ИДГ воспринимает гораздо лучше, нежели сигналы от 35-40дБ, и как следствие, процент успешной идентификации выше и достигает более 70%, однако вероятность утечки речевой информации возрастает и необходимо проводить дополнительную оценку защищенности по акустическим каналам.
- Сигналы от 78-88 дБ ИС ИДГ воспринимает лучше, чем сигналы двух других групп, и процент успешной идентификации пользователя по голосу достигает более 90%. Несмотря на высокий процент успешной идентификации, этой группе сигналов присуща высокая вероятность утечки речевой информации по акустическим каналам.

Во **втором эксперименте** определена вероятность правильной идентификации трёх пользователей (Иванов, Петров, Сидоров) по голосу при условии разделения уровня сигнала для каждого из пользователей на 3 интервала: до 45дБ, от 45-70дб, более 70 дБ (табл. 3).

Табл. 3

Uc~более 70дБ									
ФИО	Uc1,дБ	Uc2,дБ	Uc3,дБ	Uc4,дБ	Uср,дБ	Идентификация прошла успешно			
						Р1	Р2	Р3	Р4
Иванов	80	83	90	86	84,75	Да	Да	Да	Да
Петров	90	85	93	98	91,5	Да	Да	Да	Да
Сидоров	88	82	84	79	83,25	Да	Да	Да	Да
Uc~45-70дБ									
ФИО	Uc1,дБ	Uc2,дБ	Uc3,дБ	Uc4,дБ	Uср,дБ	Идентификация прошла успешно			
Иванов	61	65	63	58	61,75	Да	Да	Да	Да
Петров	68	70	69	65	68	Да	Да	Да	Да
Сидоров	48	52	46	49	48,75	Нет	Да	Нет	Да
Uc~до 45Дб									
ФИО	Uc1,дБ	Uc2,дБ	Uc3,дБ	Uc4,дБ	Uср,дБ	Идентификация прошла успешно			
Иванов	43	45	40	42	42,5	Нет	Нет	Нет	Нет
Петров	44	38	42	41	41,25	Нет	Нет	Нет	Нет
Сидоров	40	38	35	37	37,5	Нет	Нет	Нет	Нет

Рассмотрим каждый из трех диапазонов отдельно. Анализируя 1-й диапазон (*Uc*~более 70дБ), можно сказать, что идентификация пользователей по голосу проходит во всех случаях успешно. Средний уровень сигнала для пользователя Иванов равен 84,75 дБ, идентификация проходит успешно во всех опытах. Средний уровень сигнала для пользователя Петров 91,5 дБ, идентификация проходит успешно во всех опытах. И наконец, пользователь Сидоров имеет средний уровень голосового сигнала 83,25 дБ, для которого идентификация по всех опытах также проходит успешно.

Проводя анализ 2-го диапазона (*Uc*~ 45-70 дБ) средний уровень сигнала для пользователя Иванов равен 61,75 дБ, идентификация в 4-х опытах успешно завершена. Пользователь Петров имеет уровень сигнала 68 дБ, соответственно идентификация во всех опытах прошла успешно. Что касается пользователя Сидорова, то его средний уровень сигнала составляет 48,75 дБ, и как следствие, из четырех экспериментов – в двух идентификация проходит успешно, в двух программа не может распознать голос.

Рассматривая 3-й диапазон (*Uc*~до 45 дБ) для трех пользователей системы, уровень голосового сигнала каждого из них приблизительно равен 40 дБ. Вероятность

идентификации для пользователей с таким низким уровнем сигнала стремиться к нулю.

Выводы ко второму эксперименту:

- Выбрав в 1-м опыте эталонный уровень сигнала Uэс=60 дБ, определно, что идентификация пользователя по голосу проходит только тогда, когда уровень голосового сигнала пользователя Uс>49 дБ;
- Уровень сигнала более 70 дБ во всех опытах прошел идентификацию, но вероятность утечки информации по акустическим каналам возрастает с увеличением Uс;
- Оптимальным уровнем сигнала для успешной идентификации пользователя по голосу в ИС ИДГ является Uс=50дБ-60дБ;

В соответствии с методикой оценки [14], в **третьем эксперименте** проведена оценка защищенности речевой информации (парольные фразы) от утечки по акустическим каналам в типовом офисном помещении (ТОП) с помощью системы оценки защищенности выделенных помещений по виброакустическому каналу «ШЕПОТ» (Сертификат ФСТЭК №643 от 05.07.2002г.).

Границей контролируемой зоны ТОП являются наружные и внутренние стены ТОП, а также перекрытие пола и потолка.

В результате анализа возможных каналов утечки речевой информации, инженерно-строительных и организационно-режимных мер, применяемых в ТОП, произведен расчет значений октавных коэффициентов звукоизоляции ограждающих конструкций *Qi* в выбранных контрольных точках (КТ).

Вывод по третьему эксперименту:

В результате проведенных измерений и расчетов установлено, что при уровне сигнала в 60дБ значения октавных коэффициентов звукоизоляции ограждающих конструкций и инженерно-технических систем во всех контрольных точках соответствуют значениям, приведенным в [14], что обеспечивает защищённость данного ТОП от утечки речевой конфиденциальной информации по акустическому каналу.

Выводы

В настоящей статье рассмотрены особенности БИГ при условии ТПФ, выявлен оптимальный уровень сигнала *Uс*~60дБ для адаптации метода идентификации в ИС ИДГ, что позволило получить высокую вероятность правильной БИГ, по сравнению с другим методом БИГ [15]. С учетом эталонного уровня сигнала были сделаны замеры октавных коэффициентах звукоизоляции для ТОП, и установлено, что при уровне сигнала *Uс*~60дБ утечки речевой информации по акустическим каналам не происходит.

[1] Николаев Д. Б., Васильев Р. А. Анализ возможности применения голосовой идентификации в системах разграничения доступа к информации // Научный результат // Серия: Информационные технологии. Белгородский государственный университет. 2016. Вып. 1. С 48-57.

[2] Савченко В. В., Васильев Р. А. Анализ эмоционального состояния дикторов по голосу на основе фонетического детектора лжи // Научные ведомости Белгородского государственного университета. 2014. Вып. № 21(192)32\1. С. 186-195.
[3] Васильев Р. А. Свид. о гос. регистрации программы для ЭВМ №2015663306 Программа идентификации дикторов по голосу // Васильев Р.А. Зарег. 15.12.2015г. – М.: Роспатент, 2015.
[4] Бузов Г. А. Защита от утечки информации по техническим каналам. – М.: 2005г.
[5] Цыпкин Я. 3. Адаптация и обучение в автоматических системах. – М.: Наука, 1968.
[6] Савченко В. В. Информационная теория восприятия речи. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2007. Вып. 6. С. 3–9.
[7] Савченко В. В. Теоретико-информационное обоснование гауссовой модели сигналов в задачах автоматического распознавания речи. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2008. Вып. 1. С. 24–33.
[8] Савченко В. В., Акатьев Д. Ю., Карпов Н. В. Автоматическое распознавание элементарных речевых единиц методом обеляющего фильтра // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2007. Вып.4. С. 11-19.
[9] Потапова Р. К. Речь: коммуникация, информация, кибернетика: Учеб, пособие. 2-е изд. – М.: Эдитори- ал УРСС, 2001.
[10] Кульбак С. Теория информации и статистика. – М.: Наука, 1967.
[11] Васильев Р.А. Биометрическая идентификация пользователей информационных систем на основе кластерной модели элементарных речевых единиц: Дис. … к-та тех. наук. – М., 2017. 153 с.
[12] Васильев Р.А. Исследование фонетического строя речи и идентификация дикторов по голосу // Безопасность информационных технологий. 2013. Т. 20, № 1. С. 85-86.
[13] Васильев Р.А. Исследование особенностей фонетического строя речи и текстонезависимая идентификация дикторов по непрерывной речи // Информационная безопасность регионов. 2012. № 2 (11). С. 57-63.
[14] Волобуев С. В. Оценка акустической защищенности с применением инструментальных средств. // Системы безопасности связи и телекоммуникаций. 1999. № 25. С. 38 -45.
[15] Аграновский А. В., Леднов Д. А. Метод текстонезависимой идентификации пользователя на основе индивидуальности произношения гласных звуков // Акустика и прикладная лингвистика: Ежегодник РАО. Вып. 3. – М.: 2002. С. 103-115.

Секция «Информационные системы.
Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 18 мая 2021 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXV 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.

АРХИТЕКТУРА СБИС ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В ПРОГРАММНО-ОПРЕДЕЛЯЕМОМ РАДИО

Д.С. Потехин, И.Е. Тарасов

РТУ МИРЭА

Введение

Развитие систем программно-определяемого радио (также SDR – Software-Defined Radio) обусловлено множеством факторов, среди которых можно указать как экономические, так и технические. Возрастающие потребности в обеспечении широкополосной беспроводной связью делают актуальной разработку новой компонентной базы, способной реализовать системы связи перспективных типов. Программно-определяемое радио, в значительной степени основанное на цифровой обработке сигналов, имеет в данном случае целый ряд преимуществ. С точки зрения проектирования систем связи, наличие программируемой или конфигурируемой микросхемы цифровой обработки сигналов позволяет гибко регулировать способы обработки как в процессе проектирования, так и в процессе эксплуатации (например, динамически изменяя применяемый тип модуляции при изменении условий радиоприема). С точки зрения микроэлектронной промышленности, цифровые микросхемы имеют меньшую сложность производства по сравнению с высокочастотными аналоговыми микросхемами. Поэтому по мере освоения новых технологических процессов обработка радиосигнала последовательно переводится в цифровую форму, причем если ранее это касалось в основном низкой и промежуточной частоты (НЧ и ПЧ), то в настоящее время цифровой обработке подвергается и исходный сигнал высокой частоты [1]. В качестве примера можно привести микросхемы программируемой логики Xilinx RFSOC, представляющие собой гетерогенную систему, совмещающую матрицу конфигурируемых ячеек FPGA, процессорные ядра ARM и блок обработки высокочастотного радиосигнала гигагерцового диапазона [2].

Современные тенденции проектирования высокопроизводительных СБИС

При проектировании высокопроизводительных СБИС можно выделить следующие основные тенденции.

Переход к технологическим нормам 28 нм и менее становится практической реальностью для заказных СБИС, выполняемых по технологии MPW [3]. Таким образом, в настоящее время для российских предприятий имеется перспектива реализации новой элементной базы, которая при этом должна соответствовать архитектурным и технологическим требованиям фабрик-производителей.

Уменьшение технологических норм приводит к необходимости решения двух важных задач. Первая из них связана с проблемой т.н. «темного кремния» [4, 5], которая заключается в том, что плотная компоновка элементов на кристалле приводит к увеличению удельной мощности, которая не может быть эффективно рассеяна в окружающую среду из-за теплофизических характеристик самой полупроводниковой пластины. Вторая заключается в сложности трассировки тактового сигнала по полупроводниковому кристаллу большой площади, что приводит к распространению

«глобально асинхронной, локально синхронной» архитектуры СБИС[6], которая получает применение как в СБИС, так и в FPGA [7].

Дополнительно для проектируемой СБИС следует решить вопрос снижения связности отдельных модулей с целью упрощения последующего топологического проектирования для российских коллективов, обладающих в настоящее время ограниченным опытом работы с технологическими библиотеками 28 и 16 нм.

Предлагаемая архитектура СБИС

Для проектирования высокопроизводительной СБИС рассматривается область цифровой обработки сигналов, как имеющая большую востребованность в различных отраслях промышленности. В частности, для рассмотренного во введении направления программно-определяемого радио существует потребность в высокопроизводительных цифровых СБИС, выполняющих обработку сигналов, полученных с приемных антенн, как на уровне ПЧ, так и на уровне НЧ. Применение полосовых фильтров, например для OFDM, где характерно использование близко расположенных поднесущих, требует применения элементной базы с высокой суммарной производительностью операций «умножение с накоплением».

При анализе существующих СБИС цифровой обработки сигналов было выявлено, что топологическая реализация компонента умножителя по общепринятой схеме «дерево сумматоров» имеет существенные технологические сложности, поскольку оптимальное размещение таких компонентов не гарантируется современными САПР СБИС. Применяемые компоненты умножителей в современных FPGA являются оптимизированными на уровне топологии IP-ядрами и их использование в составе СБИС требует приобретения лицензии и соответствующих конструкторских работ по интеграции компонента, представленного в виде фрагмента топологии кристалла СБИС. В то же время можно отметить, что для многих КИХ-фильтров характерен большой динамический диапазон коэффициентов, поэтому часть ресурсов умножителей оказывается незадействованной.

Данная проблема может быть решена путем применения последовательной распределенной арифметики (Serial Distributed Arithmetic, SDA), в которой параллельное умножение независимых операндов заменяется на серию последовательных операций «сдвиг-сложение». Это увеличивает число тактов до завершения операции умножения, однако пропорционально уменьшает количество ресурсов СБИС, требуемых для выполнения действий.

В работе предлагается применять СБИС, состоящую из конфигурируемых конвейеров, на каждом из этапов которых выполняется операция «шаг умножения с накоплением». Такой подход позволяет сконфигурировать конвейер, выполняющий операции умножения только для тех разрядов коэффициентов, которые установлены в 1. Предварительные исследования типичных КИХ-фильтров показывают, что при таком подходе требуется выполнить около 30% от общего объема операций. Таким образом, имея возможность сконфигурировать конвейер для выполнения умножений на постоянные (но программируемые) коэффициенты, можно существенно повысить эффективность использования аппаратных ресурсов СБИС. На рис. показана архитектура СБИС. Она включает в себя конфигурируемые конвейеры, распределенные по независимым тактовым регионам, входные коммутаторы и, возможно, набор процес-

соров постобработки сигнала, которые могут быть использованы для формирования сетевых пакетов на основе анализа выходов КИХ-фильтров.

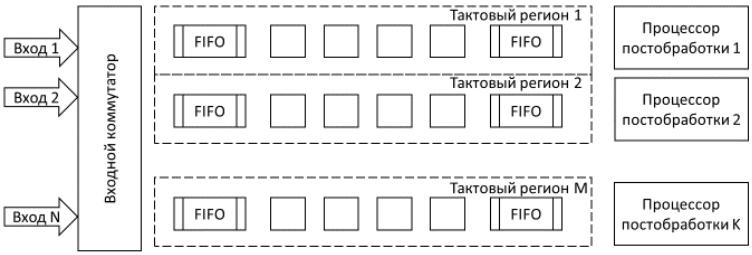


Рис.

Выводы

Представленная архитектура высокопроизводительной СБИС соответствует основным тенденциям в области проектирования подобных устройств. Архитектура явным образом соответствует подходу GALS, что делает ее масштабируемой и снижает сложность топологического проектирования тактовых сетей. Возможность конфигурирования конвейера подразумевает размещение конфигурационной памяти небольшого объема, распределенной среди вычислительных узлов. Это обеспечивает разрежение активных компонентов СБИС, что позволяет на архитектурном уровне управлять средним потреблением энергии на единицу площади СБИС. Предварительные исследования показывают возможность разработки СБИС для цифровой обработки сигналов с производительностью уровня 1–10 TMAC/сек, что соответствует уровню современных высокопроизводительных FPGA.

[1] Фокин Г.А. Технологии программно-конфигурируемого радио. Учебное пособие для вузов. – М.: Горячая линия – Телеком. 2019, 316 с.
[2] https://www.xilinx.com/products/silicon-devices/soc/rfsoc.html.
[3] http://www.mcst.ru/seminar-06-02-2020.
[4] Esmaeilzadeh H., Blem E., Amant R.St., Sankaralingam K., Burger D. Proc. of the 38th Annual International Symposium on Computer Architecture. 2011. Vol. 39, No. 3. P. 365.
[5] Kanduri A., Rahmani A.M., Liljeberg P., Hemani A., Jantsch A., Tenhunen H. The Dark Size of Silicon. Part. 1. – Switzerland: Springer. 2017. P. 3.
[6] Krstic M., Grass E., Gürkaynak F.K., Vivet P. // IEEE Design & Test of Computers. 2007. Vol. 24, No. 5. P. 430.
[7] Xilinx UltraScale: The Next-Generation Architecture for Your Next-Generation Architecture: https://www.xilinx.com/support/documentation/white_papers/wp435-Xilinx-UltraScale.pdf.

ОСОБЕННОСТИ ОБУЧЕНИЯ ГЛУБОКОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ РАСПОЗНАВАНИЯ ФОРМУЛ НА ИЗОБРАЖЕНИЯХ И СОХРАНЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ В LATEX НОТАЦИИ

В.А. Еськин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В связи с бурным развитием методов машинного обучения в течение последнего десятилетия и расширением областей использования обученных систем, искусственные нейронные сети всё активнее внедряются в промышленность и повседневную жизнь. Они находят своё применение во множестве приложений: от систем прогнозирования в банковской сфере, до автономных автомобилей и сервисов по стилизации изображений. Отдельного внимания заслуживают нейронные сети, предназначенные для работы с изображением, речью и текстом. Среди них можно выделить нейронные сети для перевода речи в письменную форму, системы описания изображений и видеопотока, переводчики слов на изображениях и системы распознавания формул, которые особенно интересны для научного сообщества. Существующие программы, распознающие формулы, можно условно разделить на экспертные (признаки на изображениях и работа системы жёстко заданы создателями программы) и искусственные (на основе глубоких нейронных сетей). К экспертным системам относятся: Math input panel от Майрософт, распознающая формулы, написанные мышкой или электронным пером, InftyProject [1], которая может распознать целые страницы, но с точностью не более 60%. Из набора искусственных нейронных сетей, предназначенных для решения указанной задачи, можно выделить платный (и соответственно закрытый) проект Mathpix [2] и гарвардский проект Image-to-Markup [3, 4], не все гиперпараметры обучения для которого очевидны из описания работы [3].

Настоящая работа имеет своей цель дать описание архитектуры глубокой нейронной сети и параметров для её обучения на выбранном наборе данных. Рассматриваема глубокая нейронная сеть состоит из свёрточной и рекуррентной частей (рис. 1). Свёрточная часть выдаёт набор признаков в ответ на поданное на её вход изображение. Эти признаки анализирует рекуррентная часть и генерирует на выходе формулу в Latex нотации, как на приведённом рисунке 1.

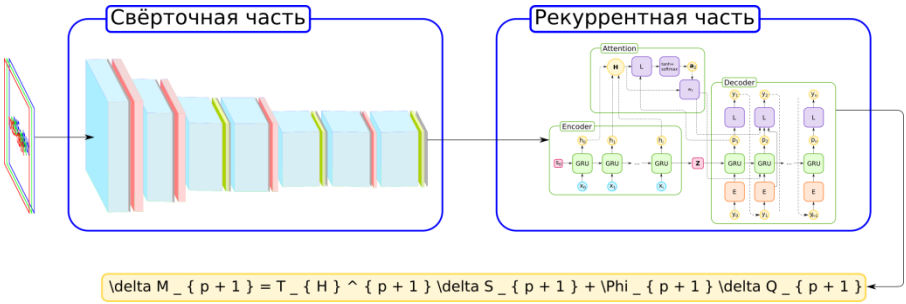


Рис. 1

Свёрточная часть состоит из семи блоков. Каждый блок включает в себя слой свёртки, слой субдискретизации или слой нормализации, и нелинейное преобразование, которое везде было взято как ReLU. Рекуррентная часть представлена глубокой нейронной сеть типа seq2seq с включённым механизмом внимания [4, 5] и образована кодером, декодером и небольшой сетью внимания на основе GRU сети. Рекуррентная часть имела следующие параметры: количество входов кодера – 512, количество скрытых состояний кодера и декодера – 512, количество выходов декодера - размер словаря (она же – вход слоя эмбеддинга декодера), размер слоя эмбеддинга декодера – 256, кодер содержал однослойную или двуслойную GRU сеть. Словарь состоял из 498 или 515 элементов.

Для обучения были взяты два набора данных, которые являются частью проекта Image-to-Markup:

1) Малый обучающий корпус состоял из 1200 пар картинка-формула.
2) Большой обучающий корпус – из 103537 пар картинка-формула.

Для обоих наборов имеются тренировочная, валидационная и тестовая выборки, которые хранятся как файлы с содержимым в виде

«наименование файла изображения»[пробел]«номер формулы»,

где «номер формулы» – это номер строки в файле с формулами, в котором каждая строка – это отдельная формула в Latex нотации. На основе файла с формулами происходило формирование словаря для рекуррентной сети следующим образом: если оператор встречается чаще одного раза в массиве формул, то он заносится в файл словаря, в котором каждая строка – отдельный оператор. Было всего два словаря: первичный словарь из 515 элементов, и очищенный словарь из 495 элементов, получающийся из первичного после удаления «слов» вида «0.1», «0.14», «mm», «pt». Кроме указанного обучающего набора данных был сформирован набор изображений с использование 3х Latex шрифтов: стандартного шрифта, квазирукописного шрифта Chalkduster, квазирукописного шрифта Kalam.

При обучении перед загрузкой в нейронную сеть каждое изображение формулы сжималось по ширине и высоте максимум в два раза и размещалось на полотне выбранного заранее размера либо в центре, либо в производном месте. Если сжатое изображение формулы было больше полотна, то такой пример отбрасывается при обучении. Были взяты следующие параметры оптимизации: оптимизатор – Adam (adaptive moment estimation), критерий оптимизации – CrossEntropyLoss. При обучении на начальном этапе предполагалось получить обученную (или переобученную) сеть на малом обучающем корпусе и уточнить её на большом. При этом обучение начиналось с малых входных изображений (360x60), далее проводилось уточнение для больших изображений – (512x256) или (512x128). Здесь первое число – ширина изображения, второе – его высота.

Для улучшения сходимости перед входом GRU сети были добавлены слои дропаута. Кроме того, при обучении с вероятностью 50% включался механизм обучения с принуждением, заключающийся в том, что на каждом этапе работы декодера на вход подавались не слова с выхода декодера, а операторы с целевой формулы. На этапе

проверки – после каждой эпохи обучения – для оценки точности работы сети, использовался метод оценки BLEU [6].

Обучение проводилось с применением следующих технологий: Ubuntu 18.04, Python 3.6, Pytorch 1.6.0 (или 1.7.1), TensorboardX, Torchtext 0.6 , Torchvision 0.6. В качестве аппаратных платформ использовались: рабочая станция на базе 6-ядерного процессора Intel Core i7 с графическим ускорителем Nvidia GTX TitanX, ноутбук с графическим ускорителем GeForce GTX 1660 Ti и сервис Google Colaboratory.

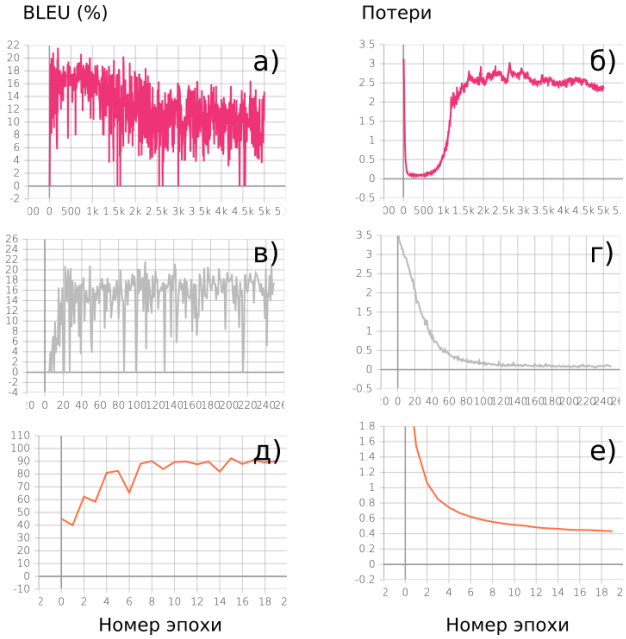


Рис. 2

При обучении сети с кодером на основе однослойной GRU сети предполагалось на первом этапе получить переобученную сеть (количество параметров для оптимизации 13 794 675). Для этого было задействовано 5000 эпох обучения при скорости обучения равной 0.001 и размере батча 24. Характерной особенностью при выбранной процедуре является значительное снижение ошибки работы сети на начальных этапах обучения (до 300ой эпохи) и её увеличение при возрастании номера эпохи начиная примерно с 400ой эпохи (см. рис. 2б), сопровождающееся снижением точности работы сети (рис. 2а). Полученную переобученную сети не удалось уточнить выше 86%. Дальнейшие попытки обучения только снижали точность её работы. После 2000ой

эпохи ошибки выходят на плато и точность обучения несколько снижается. В итоге, сеть была сначала обучена на малом наборе из 250ти эпох (см. рис. 2в и 2г) и дообучена на большом наборе (рис. 2д и 2е). Максимальная точность при этом достигла 93%. При оптимизации глубокой нейронной сети с кодером на основе двуслойной GRU сети (количество всего набора параметров для оптимизации – 18 519 411) в результате обучения на изображениях размером 512x128 сеть достигла точности в 95% на ограниченном тестовом наборе данных.

Таким образом, в данной работе показано, что выбранные модели искусственных нейронных сетей могут быть обучены на относительно доступном оборудовании до уровня распознавания формул, превосходящего уровень части известных систем. Установлено, что достижение состояния переобучения данных нейронных сетей на начальных этапах обучения может привести к значительному ухудшению работы модели даже после приложения значительных усилий по переобучению. Показано, что нейронная сеть, наученная распознавать формулы на изображениях относительно малого размера, может быть быстро доуточнена распознавать формулы на изображениях большего размера, написанных другим шрифтом.

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

[1] https://www.inftyproject.org
[2] https://mathpix.com
[3] Deng Y., Kanervisto A., Ling J., Rush A. M. // 34th International Conference on Machine Learning, ICML 2017. 2017. Vol. 3. P. 1631.
[4] http://lstm.seas.harvard.edu/latex
[5] Bahdanau D., Cho K., Bengio Y. // arXiv preprint. 2014. arXiv:1409.0473.
[6] Papineni K., Roukos S., Ward T., Zhu W.-J. // Proceedings of the 40th Annual Meeting of the Association for Computational Linguistics (ACL). 2002. P. 311-318.

МАГИСТРАТУРА КАК ОСНОВА СИСТЕМЫ ПОДГОТОВКИ КАДРОВ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ЭКОНОМИКИ

В.П. Гергель

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Концепция «цифровой экономики», которая является магистральным направлением развития ведущих стран мира, вызывает широкое обсуждение, в дискуссию вовлечены известные ученые, специалисты, политики. На чем основывается понимание роли цифровой экономики?

За основу понимания цифровой экономики можно принять определение, представленное в Стратегии развития информационного общества РФ на 2017–2030 годы: «Цифровая экономика – это хозяйственная деятельность, в которой ключевым фактором производства являются данные в цифровом виде, обработка больших объемов и использование результатов анализа которых по сравнению с традиционными формами хозяйствования позволяют существенно повысить эффективность различных видов производства, технологий, оборудования, хранения, продажи, доставки товаров и услуг». Другими словами, цифровая экономика – широкое и повсеместно применение цифровых компьютерных технологий во всех сферах экономической деятельности страны.

Решение столь масштабной задачи требует подготовки высококвалифицированных кадров в области цифровой экономики. Необходимость оперативной и массовой подготовки специалистов в данной области представляет собой определенный вызов все системе высшего профессионального образования. Классическая схема 6-летнего обучения «бакалавриат-магистратура» является слишком долгой – специалисты в области цифровой экономики крайне необходимы уже сейчас. И возможное решение данной проблемы состоит в самом широком развитии учебных программ магистратуры, которые достаточно оперативны (всего 2 года обучения) и более легко адаптивны к быстроменяющимся технологиям цифровой экономики. Обучение по таким программам магистратуры могут проходить выпускники бакалавриата самых разнообразных направлений подготовки. И, наконец, учебные программы магистратуры могут служить основой программ переподготовки и повышения квалификации кадров в области цифровой экономики.

Для апробации данного подхода в Нижегородском университете выполняется пилотный проект по разработке учебной программы магистратуры «Технологии цифровой трансформации», целью которой является практическое освоение обучаемыми основных «сквозных» технологий цифровой экономики.

Основу учебного плана магистратуры составляют следующие основные учебные дисциплины:

- «Обработка и анализ больших данных»;
- «Технологии Интернета вещей»;
- «Когнитивные технологии, машинное обучение и искусственный интеллект»;
- «Компьютерное моделирование и высокопроизводительные вычисления»;
- «Облачные вычисления»;
- «Компьютерная безопасность»;
- «Робототехника»;

- «Виртуальная и дополненная реальность».

Знания и умения, получаемые при обучении в рамках учебной программы «Технологии цифровой трансформации», являются достаточными для разработки и развития «сквозных» технологий цифровой экономики и создания на их основе интегрированных цифровых платформ. И, в целом, выпускники данной магистерской программы внесут свой достойный вклад в развитие цифровой экономики нашей страны.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МАССИВЫ ОДНОРОДНЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ДАННЫХ В БОЛЬШИХ ИНФОРМАЦИОННЫХ СИСТЕМАХ

Д.А. Пальгуев[1)], А.Б. Борзов[2)], Г.Л. Павлов[2)]

[1)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского
[2)] МГТУ им. Н.Э. Баумана

Введение и краткая историческая справка

Информационные системы являются основой обеспечения управления и входят в состав всех систем управления. Они обеспечивают сбор, обработку и обмен информацией между источниками и потребителями информации разных уровней. Одним из ключевых и специфических видов информации является радиолокационная. В системе контроля и управления воздушным движением, радиолокационной разведки радиолокационной информации отводится одна из ведущих ролей.

В настоящее время одной из самых сложных больших информационных систем в мире является информационная система, обеспечивающая сбор, обработку и обмен радиолокационной информации в Единой автоматизированной радиолокационной системе (ЕАРЛС). ЕАРЛС, в свою очередь, является информационно-технической основой Федеральной службы разведки и контроля воздушного пространства Российской Федерации (ФСР и КВП РФ) [1, 2].

Исторически уже к середине 30-х годов прошлого века повысились требования к качественным показателям службы воздушного наблюдения, оповещения и связи (ВНОС), когда возникла необходимость решения задачи объединения данных о складывающейся воздушной обстановке от территориально разнесенных наблюдателей. Уже тогда определились с критически важным критерием качества действующей информационной системы – время прохождения (задержки) донесения с момента обнаружения воздушного объекта дежурным наблюдателем до отображения донесения о нем на пункте управления ВНОС. Была определена задача ускорения потоков информации посредством автоматизации данных процессов за счет внедрения технических средств передачи донесений о воздушной обстановке. К решению задачи автоматизации процессов ведения разведки, обнаружения и сопровождения воздушных объектов в интересах ПВО страны, а также гражданских служб управления воздушным движением (УВД), вернулись в 1950-е годы прошлого века, в процессе широкого внедрения средств радиолокационной разведки. Общая постановка задачи многоцелевого разрешения-обнаружения-измерения данных и подходы к ее решению была сформулированы и развиты в работах Бакута П.А., Большакова И.А., Стратоновича Р.Л., Фальковича С.Е. и других ученых.

Изначально информационная подсистема системы ПВО создавалась как иерархическая структура, с передачей информации о воздушной обстановке от первичных источников на командные пункты по подчиненности снизу вверх. Это определялось, с одной стороны, строго иерархической структурой группировок войск, а с другой стороны – неразвитостью системы связи, в которой обеспечивалась передача данных по выделенным каналам связи. Такая иерархическая структура информационной подсистемы определила и соответствующую структуру процесса сбора, обработки и

объединения информации в автоматизированных системах управления противовоздушной обороны (АСУ ПВО) и УВД.

Совместная обработка информации от нескольких источников данных об обстановке в воздушном пространстве в литературе освещена мало. В работах Кузьмина С.З., продолженных Конторовым Д.С. и Голубевым-Новожиловым Ю.С., была предложена совокупность алгоритмов обработки радиолокационной информации (РЛИ), в основе которых лежит разделение всего процесса на отдельные этапы обработки (первичной, вторичной, третичной), а также использование теории статистических решений в целях синтеза решающих правил для каждого этапа. Тогда же был разработан алгоритм объединения информации от нескольких источников данных – третичная обработка РЛИ. Применительно к третичной обработке, были предложены решающие правила, базирующиеся на многоцелевом подходе. Несмотря на то, что при составлении схемы алгоритма были приняты определенные исходные предпосылки и условия, а также введены некоторые упрощающие допущения, такой подход позволил обеспечить высокую степень практической реализуемости алгоритмов и приемлемое качество решений для широкого круга условий радиолокационного наблюдения.

Практически во всех автоматизированных системах управления (АСУ) задача третичной обработки РЛИ решалась автоматически без участия операторов, за исключением разрешения конфликтных ситуаций и решения задач обобщения и системного анализа информации. На практике в АСУ широко используется метод оценивания параметров обобщенных траекторий целей по данным выбранного приоритетного источника. Однако данный метод характеризуется рядом недостатков, а именно:

- задача выбора одного приоритетного источника для сопровождения каждой цели в условиях эпизодического пространственно-временного наблюдения является трудно формализуемой, используемые эвристические методы ее решения эффективны только в случаях, когда среди источников имеется один наиболее приоритетный;
- отказ от информации совокупности неприоритетных источников в ряде случаев может существенным образом уменьшить информативность системы, когда источники по своим возможностям наблюдения целей взаимно дополняют друг друга (например, при распознавании типа цели по информации разнородных датчиков).

Кроме того, в условиях плотных потоков целей и интенсивного радиоэлектронного противодействия одноцелевые методы отождествления не обеспечивают требуемые показатели качества. Более эффективны в этих случаях методы многоцелевого (группового) отождествления.

В целом, задачи системного анализа и обобщения информации являются трудно формализуемыми и реализация эффективных алгоритмов их решения на основе только традиционных математических методов и моделей практически невозможна.

Постановка задачи

С точки пользователей (потребителей) РЛИ было бы предпочтительнее иметь динамически обновляемый виртуальный массив радиолокационных данных, максималь-

но приближенный к реальному времени и одинаковый по формату данных. Такой массив должен быть сформирован в отдельной подсистеме, а результаты воздействия на РЛИ, содержащуюся в этой подсистеме (третичная обработка), можно направлять конкретным потребителям по прямым виртуальным каналам данных, образованным в сети. Границами применимости такого динамического массива данных можно считать технически достижимые временные задержки в современных цифровых сетях, сравнимые с распространением цифрового телефонного сигнала – около 30-60 мс (300 мс при использовании спутниковых каналов связи). Такие временные задержки позволяют решать подавляющее большинство задач по контролю и управлению воздушным движением, объединению радиолокационной информации, а также по радиолокационной разведке.

Вариант решения задачи и результаты моделирования

Формирование динамических массивов радиолокационных данных с указанными характеристиками сдерживалось отсутствием алгоритмов, способных гарантированно объединять радиолокационную информацию за время, существенно меньшее, чем время задержки в цифровой сети передачи данных. Существующий классический алгоритм третичной обработки не позволяет обеспечить это требование. Он принадлежит к группе «ветвящихся решений» и задержка при обработке РЛИ в узлах иерархической структуры является переменной величиной, зависящей от большого количества факторов [3, 4]. Вместе с тем, способ и алгоритм сетевой обработки рис. 1 [5], разработанный в 2012 г., не имеет «ветвящихся решений» и позволяет одновременно с объединением РЛИ осуществлять формирование виртуального динамического массива радиолокационных данных в информационной подсистеме сетевой структуры вследствие малого времени обработки. Этот же алгоритм способен объединять информацию от разнородных датчиков с неполными достоверными данными (координатами).

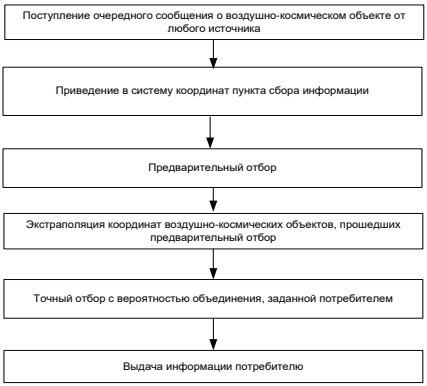


Рис. 1

На рис. 2 отображены результаты обработки РЛИ при нахождении 1 000 воздушных объектов (ВО) в пересекающихся зонах обнаружения пяти радиолокационных станций (РЛС). В этом случае число ВО на выходе узла информационной системы

сетевой структуры после обработки РЛИ составляет около 880, так как 1 000 ВО не находятся в зонах обнаружения всех пяти РЛС одновременно. На рис. 2 также показаны: число обрабатываемых трасс ВО, среднее и максимальное время обработки РЛИ во время эксперимента.

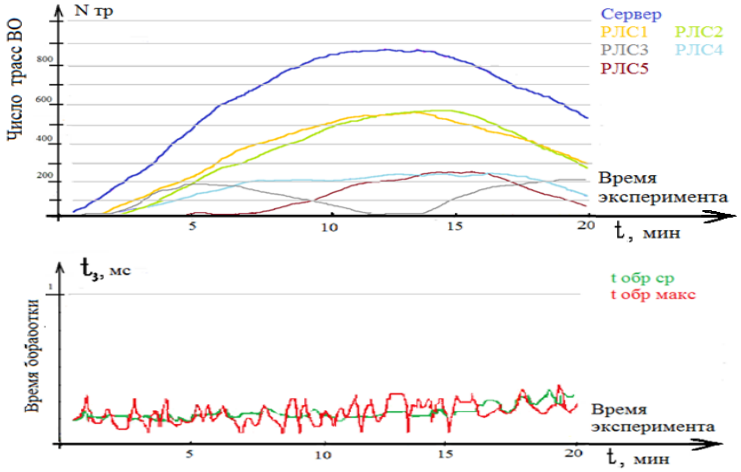


Рис. 2

Результаты математического моделирования обработки РЛИ в узле информационной системы сетевой структуры подтвердили работоспособность разработанного алгоритма сетевой обработки РЛИ и его способность формировать динамически обновляемые массивы однородных радиолокационных данных в автоматизированной подсистеме обработки и обмена РЛИ в заданных временных границах.

[1] http:// www.vko.ru/koncepcii/kompleksnoe-reshenie-zadach-radiolokacionnoy-razvedki.
[2] Кобан А.Я, Самотонин Д.Н. // Военная мысль. 2017. № 4. С. 14.
[3] Конторов Д. С., Голубев-Новожилов Ю. С. Введение в радиолокационную системотехнику. – М.: Сов. радио, 1971, 368 с.
[4] Пальгуев Д.А., Шентябин А.Н., Борзов А.Б., Васильев Д.А., Морозов Н.С. // Вопросы радиоэлектроники. 2021. № 1. С. 21.
[5] Пальгуев Д.А., Таныгин А.А. Патент РФ №2461843, 20.09.2012.

RUBBER COMPOUNDING: APPLICATION OF ARTIFICIAL NEURAL NETWORKS

D. Govedarica[1)], P. Kojić[1)], A. Umnov[2)], O. Bera[1)], O. Govedarica[1)], M. Jovičić[1)], J. Pavličević[1)], J. Blagojević[1)]

[1)] *University of Novi Sad, Faculty of Technology Novi Sad*
[2)] *Lobachevsky State University of Nizhni Novgorod*

Abstract

Good performances of the rubber compounding process are essential in rubber industry. This includes choosing the best components for rubber compounding, such as rubber process oils, that have an effect on the rubber hardness and power consumption during the blending. The investigated process oils used in natural rubber compounding obtained by petroleum refining were: solvent neutral oil, naphthenic oil, residual aromatic extracts, treated residual aromatic extract, and paraffinic oil. Properties of these mineral oils were experimentally determined or calculated. Internal batch mixer was used for blending, at 90 °C and 60 rpm. The rubber hardness was determined using durometer, according to ISO 7619-1 standard method. Power consumption of rubber compounding effective mixing phase was calculated from experimentally measured voltage and amperage. The aim of this work was to examine natural rubber compounding parameters, ensuring a desired rubber hardness and power consumption through a wide range of rubber process oil properties. In order to obtain reliable predictive models for power consumption and rubber hardness artificial neural networks were applied.

1. Introduction

Natural rubber based elastomeric blends have become widely used in rubber industry to improve physical/mechanical properties of rubber, facilitate processing and reduce costs [1,2]. Properties of rubber required for adequate performances are gained by mixing of specified chemicals with different amounts of raw rubber, i. e rubber compounding [3]. Rubber compounding can be performed by different mixing methods, depending on type of rubber, process components, used fillers, as well as the vulcanization process [2,4,5]. The rubber compounding includes blending of rubber, fillers, extender oil (rubber process oil) and softeners, and lower amounts of additives such as stabilizers, vulcanization agent and antioxidants [2,5,6]. The most dominant effect on the rubber compounding is detected for distribution and amount of fillers and additives [4].

The main role of extender oils in rubber compounding is to reduce viscosity of rubber [4] while it also improves the distribution of filler particles [4,5]. Due to addition of rubber process oil cohesive forces between the chains of polymer are substantially decreased, as well as the improved chain mobility and flexibility of rubber at lower temperatures [7]. Extender oil is mostly adsorbed by the solid phase during rubber mixing, while small amount of residual remains trapped amorphous section of the thermoplastic phase. Nevertheless, the extender oil acts to separate the phases significantly above the of region the glass transition, facilitating the processing of rubber compounds [8]. Mineral extender oils are dominantly produced by petroleum refining processes, from vacuum distillation unit, through solvent extraction, dewaxing and hydrotreating [9]. Commonly used mineral ex-

tender oils can be classified as paraffinic, naphthenic and aromatic [4]. It should be pointed out that their chemical composition remarkably affects the rubber compounding [2,4].

Many authors have investigated the effect of extender oil properties on rubber compounding and desired end-use rubber properties [5]. One of the essential questions in rubber industry is the selection of type and quantity of components for rubber compounding. If selection is wrong it can prolong rubber production and cause problems, and further this leads to inefficient production [3]. There are many research topics for optimization of rubber compounding process using statistical methods. It should be aware of that the behavior of materials for rubber compounding is supremely nonlinear, and the use of some models is not completely reliable. Also, without laboratory testing, statistical methods cannot predict the properties of rubber and compounds. Artificial neural network (ANN) technique appear to be a powerful method which can be used for numerous applications such as process control or system modeling [3,10,11]. ANNs consists of simple systems, inspired by the nervous biological architecture systems, that work in parallel to relieve quick decision [10]. Characteristics for ANN is self-learning and self-adaptation, just like and non-linear description, which make it great for, predicting the nonlinear behavior of rubber compounds [3,10,11,12,13].

The aim of this study is to investigate a fast, accurate, and low-cost method to design a rubber compounding process, ensuring desired rubber characteristics, hardness and power consumption over a wide range of rubber process oil properties. For modeling of the rubber compounding in this paper, the artificial neural networks were used.

2. Materials and methods

Materials

Natural rubber (NR) and other materials used in this study are usually found in rubber industry. Rubber compound formulation is given in table 1, on the basis of a total 100 parts of raw natural rubber. Th e experiments were carried out in a broad range of the extender oil concentrations (0-30 phr).

Table 1

Ingredients	phr			
NR	100	100	100	100
Extender oil	0	10	20	30
ZnO	5	5	5	5
Stearic acid	2	2	2	2
Carbon black	30	30	30	30
IPPD	1	1	1	1
CBS	2	2	2	2
Sulphur	2.5	2.5	2.5	2.5

Experimental setup of the rubber mixer

The experiments were executed using a laboratory internal batch mixer (HAAKE Rheomix 600 with HAAKE Rheocord EU – 5). The mixing temperature and speed were 90°C and 60 rpm, respectively.

Properties of extender oils

Rheological performances of six commercially available mineral extender oils used for rubber compounding were determined. The selected extender oils were solvent neutral (EO – 1), residual aromatic extract (EO – 2), residual aromatic extract (EO – 3), treated residual aromatic extract (EO – 4), naphthenic extender oil (EO – 5) and paraffinic oil (EO – 6). All mineral oils meet the requirements of Regulation (EC), No 1907/2006 (REACH). The following properties of mineral oils were experimentally examined or estimated: relative density, API density, kinematic viscosity, viscosity index, viscosity-gravity constant, mean molecular weight, surface tension, refractive index and aniline point.

Relative density and kinematic viscosity of extender oils were determined in a temperature range 20–100°C, according to ISO 3675 and ISO 3104, respectively. *API* density calculations were based on ASTM D287 standard. Viscosity index (*VI*) was calculated from kinematic viscosities determined at 40°C and 100°C, following ASTM 2270 standard. Viscosity gravity constant (*VGC*) was calculated from relative density and viscosities at 40°C and 100°C according to ASTM D2501 standard method. The mean molecular weight was determined according to ASTM D 2502.

Rubber properties

The rubber hardness was designated by a durometer (Shore hardness A), in compliance to ISO 7619 – 1 standard test method.

Power consumption

During the effective mixing stage, power consumption was calculated from measured voltage *V* and the current *I* in amps.

Statistical analysis

Statistical analysis was executed using statistical package TIBCO Software Inc. (2020). Data Science Workbench, version 14. http://tibco.com.

Artificial neural network

In this study the MLB (Multilayer Perceptron) and RBF (Radial Basis Function) methods for ANN were used to predict the experimental values of power consumption during the mixing phase.

The inputs of the ANN were:

- Oil content (phr),
- Kinematic viscosity at 90°C (mm^2/s),
- Surface tension at 90°C (mN/m),
- Relative density at 90°C ,
- Mean molecular weight, kg/kmol,
- Refractivity index,

- Aniline point, °C.

In order to improve the quality of the ANN input and output data were normalized. The ANN has three basic layers (input, hidden, and output), the activation function was hyperbolic tangent function. Many topologies were tried in order to find the best representing ANN, considering that ANN results depend on initial parameters presumptions and the variable number od hidden neurons [11,12,13].

Hence, the training process of every neural network was run several times, with different initial values of weights and biases. All data were used to develop the ANN: 70% of data for training, 15% of data for validation and 15% of data for testing process.

3. Results and discussion

Physical and chemical characteristics of extender oils used in this paper were examined in order to characterize their impact in rubber compounding. The dependence of the extender oils kinematic viscosity in temperature range 20-100°C for all investigated oils is presented in Figure 1.

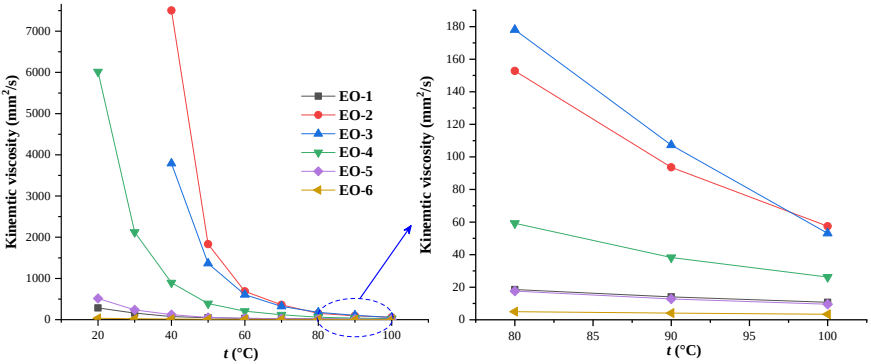


Fig. 1. Dependence of the extender oil kinematic viscosity on temperature

Extender oils kinematic viscosity is remarkably affected by the temperature. The kinematic viscosity of residual aromatic extract EO – 2 is significantly higher than the viscosity of other oils on lower temperatures. The kinematic viscosity of paraffinic oil (EO – 6), solvent neutral (EO – 1), and naphthenic extender oil (EO – 5), is almost not-independent on temperature above 80°C. Because of the high viscosity of EO – 2, EO – 3, and EO – 4 oil, they are not competent for rubber compounding below 80°C. The kinematic viscosity of the paraffinic oil EO – 6 is the lowest through the entire temperature range, right after are solvent neutral EO – 1 and naphthenic EO – 5 extender oil. Rubber compounding with this oils can be guided at the lower temperatures. It can be supposed that these extender oils are more resistant to the temperature shifting during rubber compounding.

In order to obtain the dependence of the kinematic viscosity of used extender oils on temperature, statistical method such as non-linear regression analysis was applied. Acquired results were statistically evaluated using Origin statistical software package. Fitting is performed by Levenberg-Marquardt method and the obtained equations are given in table 2.

Table 2

Extender oil	Fitting equation	R^2
EO – 1	$v=e^{7.182-0.08329\cdot t+3.555\cdot 10^{-4}\cdot t^2}$	0.9957
EO – 2	$v=e^{17.149-0.2599\cdot t+1.35\cdot 10^{-3}\cdot t^2}$	0.9994
EO – 3	$v=e^{13.74-0.1671\cdot t+7.433\cdot 10^{-4}\cdot t^2}$	0.9996
EO – 4	$v=e^{11.11-0.1321\cdot t+5.836\cdot 10^{-4}\cdot t^2}$	0.9999
EO – 5	$v=e^{8.051-0.09826\cdot t+3.959\cdot 10^{-4}\cdot t^2}$	0,9992
EO – 6	$v=e^{4.575-0.05626\cdot t+2.36235\cdot 10^{-4}\cdot t^2}$	0.9989

Obtained equations adequately fit the experimental data for each extender oil with the calculated R^2 value higher than 99%. They can be used for assessment of the extender oil kinematic viscosities over a wide range of operating temperatures.

The dependence of the rubber hardness (Shore hardness A) on the extender oil content is presented in Figure 2.

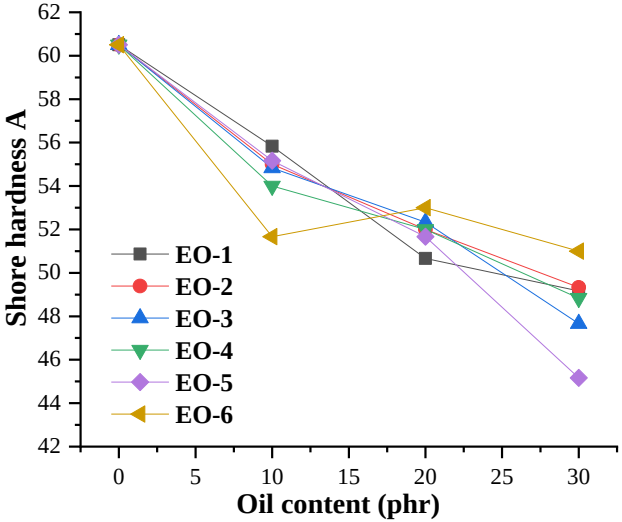


Fig. 2. Dependence of the rubber hardness (Shore hardness A) on extender oil content

Rubber hardness decreases with incorporation of mineral extender oil for all used oils except for paraffinic extender oil EO – 6. This shows that the presence of extender oils in between rubber molecules and on the filler filler-rubber interface reduces the hardness. For the oil content above 20 phr, the rubber hardness becomes practically independent of the oil content except for oil EO – 5.

The dependence of the power consumption during the effective mixing phase on the extender oil content for all investigated extender oils is presented in Figure 3.

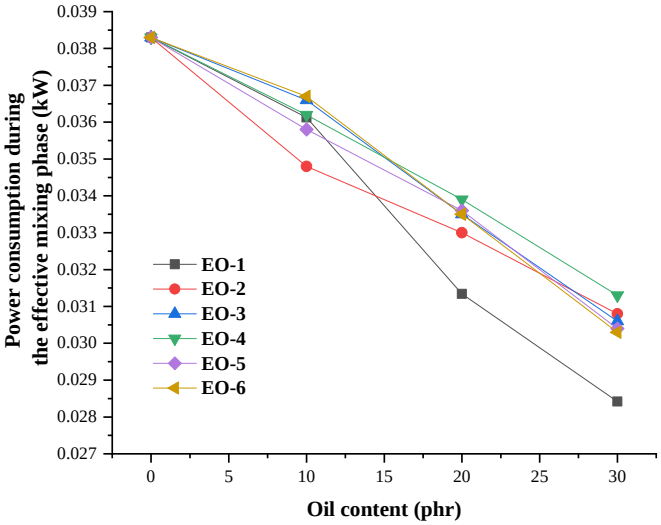


Fig. 3. Dependence of the power consumption on oil content

Generally, with increase of extender oil content for all used oils, the power consumption decreases. The highest power consumption is determined for 10 phr of paraffinic oil EO – 6, and lowest with same content is when added residual aromatic extract EO – 2. Furthermore, it can be seen that paraffinic extender oil have more influence on dispersibility of fillers which then increases the viscosity of the rubber compounds. However, at a content of 30 phr, aromatic and naphthenic oil contributed higher power consumption than paraffinic, because of lower viscosity and surface tension of paraffinic oil.

It is also examined and influence of inputs variables of used mineral extender oils on power consumption during rubber compounding, Figure 4.

The dependence of power consumption on kinematic viscosity and content of extender oil is fitted by 3D surface. Local maximum of power consumption is visible in between 50 and 70 mm^2/s kinematic viscosity. Lowest values of power consumption is for oils with kinematic viscosity on 90°C lower than 20 mm/s^2 or higher than 90 mm/s^2. It should be noticed that content of mineral oil exhibited more dominant influence than kinematic viscosity. Mineral oils with higher kinematic viscosity show better compatibility with natural rubber and they are more convenient component for rubber compounding.

Fitting is performed to obtain the equations for each extender oil with the highest calculated R^2 value 88,89% for oil content of 20 phr, which is why is fitting also done using 3D surface where R^2 values were 99,23% and 99,08%, figure 5.

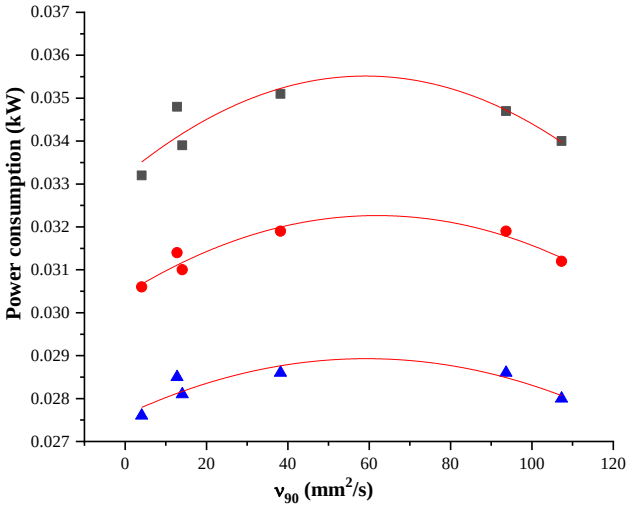


Fig. 4. The relative importance of the input variables on the power consumption

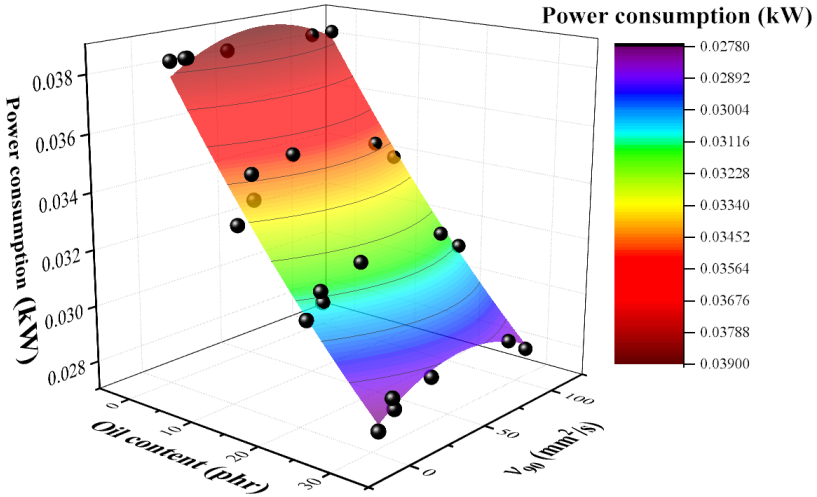


Fig. 5. 3D dependence of the power consumption on oil content and kinematic viscosity

Calculation of power consumption during effective mixing phase using artificial neural networks

Power consumption for rubber compounding is calculated using neural networks for 18 samples. 5000 different neural networks were tested using two types of neural networks (MLP and RBF). All data of neural networks were divided to 70% for training, while testing and validation were by 15%. Number of hidden layers at MLP type was varied 4 to 12, 5 to 8 at RBF type, and is based on mean square error singled out 5 neural networks that were shown reliable for estimating power consumption. Statistical analysis of those 5 neural networks is shown in table 3.

Table 3

ANN abbreviation	ANN method	Training performance	Training algorithm	Hidden layer function	Output function
NM1	MLP 7-9-1	0,996373	BFGS 14	Tanh	Logistic
NM2	RBF 7-5-1	0,944818	RBFT	Gaussian	Identity
NM3	MLP 7-4-1	0,998636	BFGS 14	Exponential	Exponential
NM4	MLP 7-9-1	0,994540	BFGS 8	Tanh	Tanh
NM5	MLP 7-12-1	0,998288	BFGS 10	Exponential	Exponential

Based on results in table 3 it is clear that those neural networks in training set have shown similar reliability and precision, where the highest performance were of NM3 and NM5 neural network. NM2 had the lowest training performance. For all networks in training set were calculated standard error (SE) in range of -1,3318 -3,5043, for validation set were -0,16992 -1,9974, where the lowest standard error from 0,10215% in validation had NM2. Figure 6 shows the dependence of predicted values of power consumption using ANN compared on experimentally determined power consumption values.

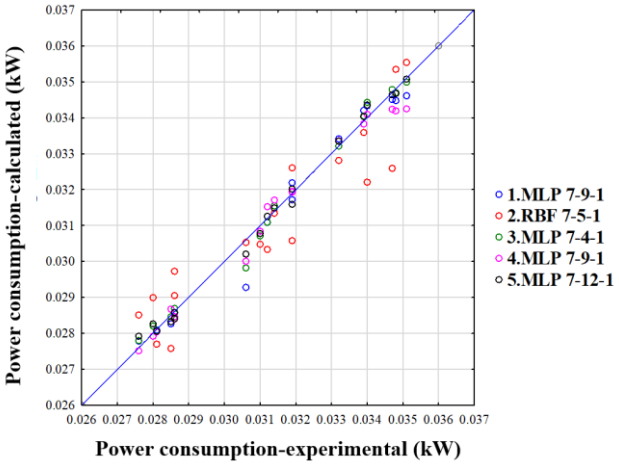


Fig. 6. Parity plot of predicted values of a power consumption using ANN

It is noticeable good matching of experimental power consumption values and those calculated by neural networks. The biggest standard deviation is determined for NM-2 neural network.

Conclusion

This study analyses the influence of the rubber process oil content, mean molecular weights, relative density and kinematic viscosity on the rubber hardness and power consumption during the process of rubber compounding. The findings from this study assist to determine stable mixing parameters, ensuring a desired power consumption over a wide range of rubber process oil properties.

The most obvious findings from this study is that investigated rubber oils with wide range of oil concentration and chemical composition can be used as reliable processing aid for the rubber compounding. Moreover, the developed ANN shows a new and reliable possibility of predicting the values of power consumption and on that way helps in understanding of the rubber mixing process.

Acknowledgment

The authors are thankful to the Ministry of Education, Science and Technological Development of the Republic of Serbia for their financial support, Project No. 451-03-9/2021-14/200134.

[1] El-Sabbagh S.H., Yehia A.A. // Egyptian J. of Solids. 2007. Vol. 30, No. 2. P. 157.
[2] Tanrattanakul V., Petchkaew A. // J. of Appl. Polymer Sci.. 2006. No. 99. P. 127.
[3] Ghaffarian N., Hamedi M. // Intern. J. of Engineering. 2020. Vol. 33, No. 11. P. 2319.
[4] Öter M., Karaagac B., Deniz V. // KGK Kautschuk Gummi Kunststoffe. 2011. Vol. 64, No. 9. P. 48.
[5] Govedarica D., Sovtić N., Bera O., Kojić P., Govedarica O., Jovičić M., Pavličević J. // Appl. Solid State Chem. 2018, No. 1. P. 2.
[6] Dasgupta S., Agrawal S.L., Bandyopadhyay S., Chakraborty S., Mukhopadhyay R., Malkani R.K., Ameta S.C. // Polymer Testing. 2007, No. 26. P. 489.
[7] Chokanandsombat Y., Sirisinha C. // Polymers & Polymer Composites. 2014. Vol. 22, No. 7. P. 599.
[8] Nakason C., Narathichat M., Kummerlöwe C., Vennemann N. // J. of Elastomers and Plastics. 2012. Vol. 45, No. 1. P. 47.
[9] Reincke H.K., Grellmann W., Friedel J. // KGK Kautschuk Gummi Kunststoffe. 2019. Vol. 62, No. 10. P.506.
[10] Karaağaç B., Inal M., Deniz V. // Materials and Design. 2009, No. 30. P. 1685.
[11] Wang B., Ma J.H., Wu Y.P. // Materials and Design. 2013. No. 49. P. 802.
[12] Xiang K.L., Xiang P.Y., Wu Y.P. // Materials and Design. 2014. No. 57. P. 180.
[13] Sha W., Edwards K.L. // Materials and Design. 2007. No. 28. P. 1747.

ВИЗУАЛЬНЫЙ ЯЗЫК ПРОГРАММИРОВАНИЯ AZVL ДЛЯ IOT ПОДСИСТЕМЫ ПЛАТФОРМЫ ALTEROZOOM

Д.А. Беспалов[1)], А.Л. Умнов[2)]

[1)] ООО "Друг-М"
[2)] ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Общие положения

Одной из главных проблем, возникающих при внедрении в повседневную жизнь технологий Интернета вещей, является недостаточная для многих применений гибкость стандартных проприетарных решений, существующих в виде продуктов, решающих какую-либо частную задачу. Решением данной проблемы является использование программно-аппаратных платформ, на базе которых могут быть реализованы достаточно сложные комплексные решения, адаптируемые под требования конкретного проекта. Однако работа с программно-аппаратными платформами требует от специалиста гораздо более высокого уровня квалификации, чем стандартные продукты с минимальными возможностями адаптации.

Большинство существующих IoT-платформ предлагает облегчить создание сложных IoT-систем специалистами, не имеющими квалификацию программиста, за счет использования различных визуальных языков программирования.

Платформа Alterozoom [1] имеет в своем составе IoT-подсистему (рис. 1), позволяющую пользователю организовывать свои IoT-объекты в комплексные гетерогенные системы за счет управления объектами через локальные сервера, к которым эти объекты подключены через локальные сети передачи данных.

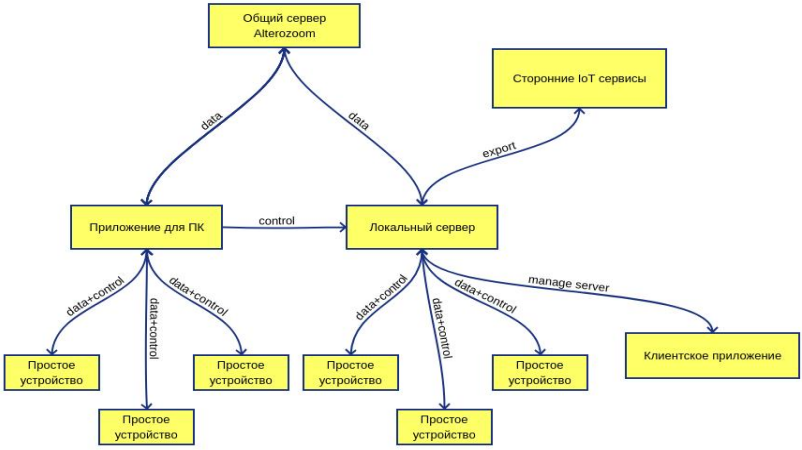


Рис. 1

Для управления IoT-объектами на локальном сервере могут использоваться скрипты, написанные на Javascript или на визуальном языке программирования AzVL, разработанным специально для платформы Alterozoom.

Существующие графические языки программирования, потенциально подходящие для использования в IoT системах, можно условно разделить на три основных группы:

1) языки общего назначения – такие как Дракон, R-схемы, язык описания схем алгоритмов [2];
2) специализированные языки для аппаратных платформ (таких как, например, Arduino) – Scratch, ArduBlock, FLProg;
3) проприетарные языки различных производителей «железа» – LabVIEW, языки SCADA систем, языки для систем «умного дома» отдельных брендов.

Все эти языки либо требуют от пользователя знание других текстовых языков программирования для описания действий, которые нужно производить в различных узлах алгоритма управления системой, либо их очень сложно (зачастую практически невозможно) адаптировать под платформу Alterozoom. Поэтому было принято решение о разработке собственного языка программирования AzVL для платформы Alterozoom.

В основу визуального языка AzVL положено несколько базовых принципов.

1) Визуальная схема представляет собой ориентированное (направленное) «дерево» или группу «деревьев» («лес») из связанных блоков, каждый из которых выполняет определенную функцию; начальных и конечных точек («корней» и концевых «вершин») у «дерева» может быть несколько; самый простой вариант программы – линейная цепочка блоков.
2) Программные блоки делятся на две основные группы: источники данных и блоки обработки. По связям между блоками передаются данные следующих типов:

- логический;
- числовой (работающий, в том числе, с многомерными данными, например, геокоординатами);
- массив (работающий с множеством числовых, в том числе, многомерных, данных);
- дата+время.

Некоторые типы блоков имеют ограничения на тип данных для своих входов, так, например, блоки для логических операций принимают на входе только логические значения.

Источниками данных могут быть:

- хранилища данных, поступающих с датчиков устройств;
- блоки статических данных, значения которых может задаваться разработчиком программы, они могут быть использованы для быстрого задания констант, влияющих на алгоритм работы программы;
- блоки таймеров, для которых задается расписание срабатывания. Блок таймера имеет логический выход, по умолчанию выдающий сигнал «ложь», который меняется на сигнал «истина» в случае поступления сигнала от системного таймера компьютера сервера (настраиваемого с помощью задания параметров блока таймера программы).

Блоки обработки используются для выполнения различных операций над данными (математических или логических), а также для принятия решения о том, будут ли данные переданы для обработки следующему блоку. Если блок в ходе выполнения программы не генерирует на своем выходе данные, то все следующие за ним блоки также не генерируют данных или событий. Один из блоков обработки – блок выполнения команд – предназначен для генерации команд, необходимых для выполнения действий актуаторами.

3) Каждый блок характеризуется функцией, которую он выполняет и набором параметров, от которых зависит эта функция. Фиксированный набор значений параметров определяется как состояние блока.
4) Начальным блоком в программе («корнем дерева») является либо блок, содержащий данные, приходящие с датчиков, либо блок таймера, конечным элементом («концевой вершиной») – блок, управляющий каким-либо исполнительным устройством.
5) Программы, имеющие вид направленных «деревьев», выполняются в рамках временных циклов. Цикл выполнения программы начинается при наступлении одного из событий-триггеров (см. пункт 6). При наступлении события триггера запускается следующая последовательность активностей блоков программы:

- генерация данных на выходах всех блоков источников данных;
- поступление данных от выходов блоков источников данных на входы связанных с ними блоков обработки данных;
- последовательная обработка данных цепочкой блоков обработки данных;
- поступление данных с выхода последнего в цепочке блока обработки данных на вход блока выполнения команд;
- генерация блоком выполнения команд сигнала управляющего актуатором.

В случае, если блок обработки данных имеет несколько входов, то он может выполнить действия по обработке данных только после того, как на все входы поступят данные. В рамках одного цикла работы программы данные на входы блоков могут поступать несинхронно.

6) Старт одного цикла исполнения программы происходит по одному из трех событий-триггеров:

- по сигналу с блока датчика при поступлении очередного значения измеряемой датчиком величины из его базы данных;
- по времени, установленному на таймере (таймер позволяет устанавливать либо разовое выполнение программы, либо периодическое с заданным периодом либо выполнение по расписанию);
- по изменению состояния устройства.

7) Завершение цикла исполнения программы происходит при генерации команд в «концевых вершинах» (не обязательно во всех).

На рис. 2 показан пример программы, обеспечивающей заданные микроклиматические условия в помещении за счет управления климатической техникой. Управление осуществляется на основе измерения текущих значений температуры и влажности воздуха.

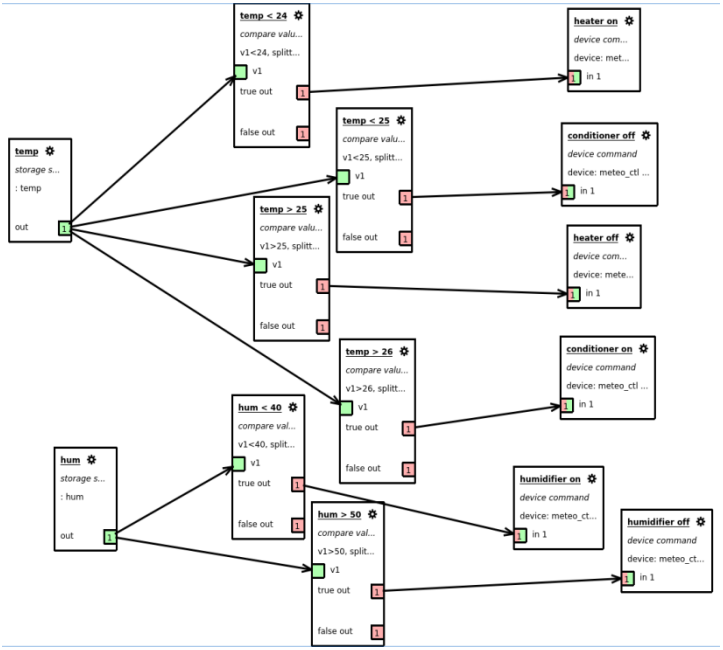


Рис. 2

[1] https://www.alterozoom.com/
[2] ГОСТ 19.701-90. Схемы алгоритмов программ, данных и систем. – М.: Стандартинформ, 2010, 23 с.

Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий»

Заседание секции проводилось 20 мая 2021 г.
Председатель – А.Л. Умнов, секретарь – С.Б. Сурова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Электродинамика» **5**
Е.А. Широков Рассеяние электромагнитных волн на бесконечно длинном проводящем цилиндре в магнитоактивной плазме 6
Е.В. Бажилова, Т.М. Заборонкова, А.С. Зайцева, А.В. Кудрин Возбуждение свистовых волн с геликоидальным фазовым фронтом в магнитоактивной плазме 9
А.А. Романов, Н.В. Введенский, Т.С. Саранцева, А.А. Силаев, М.В. Фролов Частотно-временной анализ генерации высоких гармоник оптического излучения с использованием пробного аттосекундного импульса 13
И.В. Кузьмин, М.А. Мартьянов, С.Ю. Миронов Генерация четвертой гармоники широкополосных чирпированных инфракрасных лазерных импульсов с сохранением сложного пространственно-временного распределения интенсивности 17
И.В. Осовицкая, В.А. Костин, Н.В. Введенский Управление параметрами терагерцового и среднего инфракрасного излучения, генерируемого при ионизации газов трехцветными фемтосекундными лазерными импульсами 21
Е.П. Шерстнев, П.А. Шилягин, Г.В. Геликонов Определение разрешающей способности спектрометра в низкокогерентной интерферометрии 25
П.А. Шилягин, А.А. Новожилов, Г.В. Геликонов Дифференциальная диагностика жидкой среды за частично прозрачной мембраной средствами низкокогерентной интерферометрии 28
С.В. Леонов, В.А. Еськин Распространение электромагнитных волн, направляемых компактным нервным волокном в оптическом и инфракрасном диапазонах частот .. 31
А.О. Климин, Н.Д. Миловский О структуре излучения кольцевого лазерного гироскопа ... 34
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика» **39**
Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, И.В. Самарцев Управление структурой излучения полупроводниковых лазеров с помощью упругих напряжений 40
В.А. Еголин, А.В. Маругин, А.П. Савикин Исследование антистоксовой люминесценции фторидных и теллуритных стёкол, легированных ионами HO^{3+} 43
А.Е. Китаев Нелинейность релаксации двухуровневых систем и ее влияние на свойства равновесного излучения 47
С.В. Курашкин, О.Н. Еремейкин, Е.Е. Рысева, А.П. Савикин Высокоэффективный Er:YAG лазер с поперечной диодной накачкой 50
С.В. Курашкин, О.В. Мартынова, Д.В. Савин, В.Б. Иконников, Е.М. Гаврищук, А.П. Савикин Активный интерференционно-поляризационный фильтр на основе ZnS:Cr 53
О.В. Мартынова, С.В. Курашкин, С.А. Родин, В.А. Шарков, А.П. Савикин, А.П. Зиновьев Перестраиваемый узкополосный Cr:ZnSe лазер с фильтром Лио 56
Д.А. Нуждин, А.П. Савикин, С.В. Курашкин Исследование электрооптических свойств чистого и легированного поликристаллического селенида цинка 59
М.В. Вавилов, А.В. Маругин Стохастические характеристики полупроводниковых излучающих мультистабильных структур 62
Р. Шахин Моделирование коллимирующей оптической системы (TIR) и проекционного объектива для светодиодов в ZEMAX 66

Секция «Электроника» **70**
Д.В. Чурин, М.В. Дорохин, М.В. Ведь, А.В. Здоровейщев Спиновый светоизлучающий диод с модуляцией интенсивности 71
М.А. Горбачев, А.С. Пузанов Сравнение эффективности алгоритмов решения системы нелинейных алгебраических уравнений стационарной диффузионно-дрейфовой модели переноса носителей заряда в полупроводниковых структурах 74
А.С. Иванов, Д.Г. Павельев, С.В. Оболенский, Е.С. Оболенская Радиационная стойкость источника субтерагерцового диапазона электромагнитных волн из генератора на диоде Ганна и умножителя на полупроводниковой сверхрешетке 78
И.В. Макарцев, В.А. Беляков, А.Г. Фефелов, С.В. Оболенский HEMT транзистор на подложке GaAs с улучшенными параметрами для применения в W диапазоне частот 81
С.В. Овчинников, А.А. Потехин, И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов Методика построения подвижного аппаратно-программного комплекса для измерения параметров диодных и транзисторных структур на облучательных комплексах с учетом мер информационной безопасности 84
А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Модель остывания кластера радиационных дефектов для физико-топологического моделирования 87
А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Учет отжига одиночных дефектов для физико-топологического моделирования диодных структур 90
А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Методика учета неоднородности распределения радиационных дефектов для исходных данных физико-топологического моделирования полупроводниковых структур 94
А.А. Потехин, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Диффузионно-дрейфовая модель с учетом зависимости подвижности от напряженности поля и радиационного воздействия 98
А.С. Пузанов, Е.А. Тарасова, В.В. Бибикова, Е.В. Волкова, И.Ю. Забавичев, Е.С. Оболенская, А.А. Потехин, С.В. Оболенский Физико-топологическое моделирование одиночных радиационных эффектов в диодных субмикронных сверхвысокочастотных полупроводниковых структурах с учетом разогрева электронно-дырочного газа в треке заряженной частицы 102
А.Р. Сазонов, А.С. Пузанов Обратная задача восстановления реакции полупроводниковых структур на радиационное воздействие с учетом длинных линий 105
И.Ю. Забавичев, А.С. Пузанов, С.В. Оболенский Анализ переходных ионизационных процессов в треке первичного атома отдачи в субмикронных транзисторных структурах 109
Секция «Излучение и распространение радиоволн» **114**
Н.А. Дугин, А.А. Антипенко, Ю.В. Тихомиров, М.Б. Нечаева, В.В. Безруков, К.В. Шкирманте, Г.Я. Ясмонтс РСДБ-локация: использование внеземных источников зондирующего излучения 115
Н.А. Дугин, Б.М. Зиньковский, К.А. Иванов, Г.А. Лобачев, М.Б. Нечаева Широкополосные системы регистрации и преобразования сигнала в РСДБ-экспериментах на интерферометре Медвежьи Озера – Калязин 119

И.Т. Бубукин, И.В. Ракуть, М.И. Агафонов, А.А. Яблоков, А.Л. Панкратов, Т.Ю. Горбунова, Р.В. Горбунов О выборе мест установки радиоастрономических антенн и антенн космической связи миллиметрового диапазона на территории РФ 123
А.Г. Пазухин, И.И. Зинченко, Е.А. Трофимова Анализ распределения дейтерированных молекул в областях образования массивных звезд 127
Р.А. Алексеев, И.В. Лапкин Экспериментальные исследования характеристик направленности диагонального рупора спектрометра в широком диапазоне частот 130
О.А. Морозов, В.Р. Фидельман, Ю.Е. Чуманкин Алгоритм оценки изменения параметров диаграммы направленности рефлекторной антенны на основе данных о смещении и повороте рефлектора 134
А.В. Калинин, Н.А. Дугин, Е.Е. Калинина Проблемы калибровки крупных антенн радиоастрономическим методом в СВЧ диапазоне 137
Ю.В. Токарев Обнаружение флуктуирующей компоненты эффективного источника радиофона по наблюдениям на вращающемся КА в диапазоне 5…8 МГц 141
Ю.И. Белов, Е.Н. Сергеев, А.Г. Серкин, С.О. Черникова, А.В. Рябов Модернизация системы управления радаром СУРА 146
Г.И. Григорьев, Т.М. Заборонкова, Л.П. Коган Распространение электромагнитной волны при наклонном падении на слой со случайными дискретными неоднородностями 150
Н.В. Бахметьева, И.Н. Жемяков Температура нижней термосферы – модель и результаты экспериментов 154
Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов, Д.С. Котик Влияние горизонтально неоднородной ионосферы на спектры УНЧ искусственных магнитных полей от токовых источников 158
Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач О причинах выдавливания плазмы из областей плазменных резонансов мощной волны в ионосфере. 162
В.Р. Хашев, Е.Н. Сергеев, А.В. Шиндин, С.М. Грач Динамика искусственной плазменной турбулентности и искусственного радиоизлучения ионосферы в экспериментах на стенде в Аресибо 166
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний» 171
М.И. Болотов, Д.И. Болотов, Л.А. Смирнов, Г.В. Осипов, А.С. Пиковский Солитонные химерные режимы в системе нелокально связанных фазовых осцилляторов с диффузией среднего поля 172
П.А. Клюшенкова, О.В. Масленников Динамика искусственной нейронной сети в моделировании задачи контекстно-зависимого принятия решения 175
Н.С. Ковалева, В.В. Матросов, М.А. Мищенко Емкость рабочей памяти спайковой нейронной сети 179
С.Ю. Маковкин, Е.А. Козинов, С.Ю. Гордлеева, М.В. Иванченко Синхронизация в нейрон-астроцитарной сети 183
В.О. Муняев, М.И. Болотов, Л.А. Смирнов, Г.В. Осипов, И.В. Белых Уединенные состояния в системе глобально связанных фазовых осцилляторов с инерцией 185
Е.Ю. Семенюта, Т.А. Леванова Влияние электрических связей на экстремальные события в ансамбле двух нейронов Хиндмарш-Роуз с химическими связями 189

А.М. Тузиков, А.В. Половинкин Исследование совместного влияния флуктуаций магнитного поля и поляризации ферромагнитных слоев на статистические характеристики колебаний спин-трансферного наноосцилятора 193
А.М. Тузиков, А.В. Половинкин, М.А. Эзекова Управление статистическими характеристиками переключения ячейки MRAM под действием спин-поляризованного тока и флуктуаций магнитного поля 197
А.С. Васин, Д.И. Большаков, М.А. Мищенко, И.В. Сысоев Аппаратная реализация связи двух нейроподобных генераторов на основе ФАПЧ 201
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение» ... 204
А.И. Майоров, М.Б. Черняева Применение метода терагерцовой спектроскопии на основе быстрого прохождения частоты для анализа биологических жидкостей 205
Д.А. Куров, Е.Ю. Калынова, Я.П. Гагиев Анализ схемы помехоустойчивого кодирования на базе полярных кодов 209
С.А. Семин, В.Р. Закамов Компьютерное моделирование и синтез микрополосковых фильтров СВЧ–диапазона на основе технологии LTCC 213
А.К. Тэнцер Многоканальный автокомпенсатор узкополосных помех с удаленными относительно антенной решетки компенсационными каналами 217
В.В. Цыганов, С.А. Козлов Сравнительный анализ методов режекции и максимального правдоподобия при измерении малых углов места радиолокационных целей 221
А.А. Подкопаев, В.Ю. Семенов Метод степенных векторов для подавления помех в MIMO радаре 224
А.С. Синицын, А.А. Адёркина, М.В. Махлышев Изучение возможности применения методов машинного обучения в радиофизических задачах 228
А.Р. Сабиров Использование токового трансформатора в цепи обратной связи по току модулятора передающего устройства ДКМВ диапазона 232
Е.С. Фитасов, Д.А. Пальгуев, А.Б. Борзов, Д.А. Васильев, О.С. Носкова, К.Н. Пиунов Оценка возможности распознавания радиолокационными и оптическими системами воздушных объектов типа «птицы» по траекторным признакам 235
М.А. Аникин, М.Ю. Квасников, В.В. Сатаев Селекция помех в гидроакустическом канале связи 239
А.К. Бритенков, С.Б. Захаров Проблемы разработки перестраиваемых эквивалентов мощных низкочастотных гидроакустических излучателей 243
Е.А. Федосеева, О.Е. Кудряшова, Е.В. Леговцова, В.В. Насонов, Е.С. Фитасов Оценка когерентных свойств радиолокационных сигналов с флуктуациями частоты 247
В.Ф. Клюев, О.Е. Кудряшова, Е.В. Леговцова Источники побочного электромагнитного излучения в электротехнических системах 251
С.А. Горев, С.А. Козлов Исследование спектров сигналов от винтомоторных летательных аппаратов, полученных методами сверхразрешения 255
А.В. Новожилов, С.А. Козлов Исследования системы сдц в когерентно-импульсных РЛС при обнаружении малоскоростных БПЛА 258
Е.К. Свечникова, Н.В. Ильин, Е.А. Мареев Исследование аэрозольного эффекта по измерениям и численному моделированию радиолокационной отражаемости 261
А.О. Щербак, М.Д. Букеев, Д.Р. Берсенёв Исследование метода критического пути для анализа исполняемых распределенных программ 265

Л.С. Кузнецов, Д.Д. Шнейдман, М.В. Махлышев Разработка схемы совместной компенсации амплитудной и фазовой ошибки на приёмной стороне в системах связи с одной несущей 269
М.В. Махлышев, Л.С. Кузнецов, Д.Д. Шнейдман, А.А. Шевченко, А.А. Адёркина Анализ целочисленных параметров декодера кодов стандарта радиосвязи IEEE 802.11ad в задаче оптимизации ресурсов ПЛИС 271
Д.Д. Шнейдман, М.В. Махлышев, А.А. Шевченко Разработка аппаратного блока битового перемежителя приёмника PUSCH канала 5G NR системы связи 273
Д.А. Куров, Е.Ю. Калинова, Я.П. Гагиев Анализ характеристик схемы помехоустойчивого кодирования физического канала данных в мобильных сетях пятого поколения 275
Н.С.Морозов, С.А.Чернышов Компенсация фазовых искажений антиалайзинговых фильтров АЦП-ЦАП тракта 279
Секция «Общая физика» 284
Н.А. Абрамовский, М.И. Бакунов Визуализация оптической генерации ТГц-полей в кристалле $LiNbO_3$ 285
Е.А. Бурова, С.Б. Бодров, И.Е. Иляков, Б.В. Шишкин, А.И. Корытин, М.И. Бакунов Измерение коэффициентов многофотонного поглощения и нелинейного показателя преломления кристаллов ZnTe и GaP в диапазоне длин волн 1,3-2,1 мкм 287
Ю.В. Гурьева, М.Ю. Третьяков Форма молекулярной спектральной линии за рамками ударного приближения 290
И.Р. Хайрулин, Е.В. Радионычев, В.А. Антонов Акустически индуцированная прозрачность для рентгеновских фотонов синхротронного мёссбауэровского источника 294
Д.С. Макаров, М.В. Беликович, Е.А. Серов, М.Ю. Третьяков Спектр кислорода в мм-диапазоне: лабораторные исследования, моделирование и приложение к задачам атмосферной физики 297
Н.А. Михейцев, А.В. Коржиманов Эффект Доплера в прозрачной лазерной плазме .. 301
А.А. Разова, В.В. Румянцев, Е.В. Андронов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов Исследование энергии урбаха в эпитаксиальных пленках и структурах с квантовыми ямами на основе твердого раствора HgCdTe 304
М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, М.А. Сергеев, М.Ю. Третьяков Температурная зависимость параметров столкновительного уширения линии кислорода вблизи 118.75 ГГц 308
А.В. Широкова, А.В. Маслов, М.И. Бакунов Адиабатическая трансформация электромагнитных волн в нестационарной среде Лоренца 312
А.Д. Слюсарева, М.Ю. Рябикин Генерация высоких гармоник лазерного излучения в молекулярных газах: влияние асимптотики молекулярного потенциала и интерференции электронных траекторий на положение двухцентрового минимума 315
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи» 320
А.Н. Андреев, О.А. Морозов Применение модифицированного метода Multitaper Spectrum Estimation для построения и анализа спектрограмм реальных сигналов 321
Д.С. Дикарев, А.В. Давыдов, А.А. Мальцев Подавление вызванных фазовым шумом межканальных помех в OFDM-системе миллиметрового диапазона длин волн 324

А.В. Елохин, В.С. Сергеев, А.О. Кокарев Реализация моделей авиационных каналов «Земля-Воздух» на программно-аппаратном комплексе в реальном времени 328
Г.А. Ермолаев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Статистический метод адаптивной компенсации нелинейных искажений на стороне приёмника 332
И.В. Гринь, О.А. Морозов Оценка координат источника радиоизлучения на основе малых спутниковых группировок 336
И.В. Гринь, О.А. Морозов, Н.А. Пинегина Устранение неоднозначности оценки навигационных параметров множественных источников радиоизлучения на основе критерия согласованности временных задержек 340
Ю.Э. Корчагин, К.Д. Титов, Е.Э. Головацкая Обнаружение сверхширокополосного квазирадиосигнала с неизвестной длительностью на фоне гауссовского белого шума и сверхкороткоимпульсной помехи 344
Г.В. Морозов, А.В. Давыдов Исследование методов оценивания общей фазовой ошибки для компенсации фазовых шумов в системах связи 5G NR 348
В.А. Сергеев, О.В. Болховская, А.А. Мальцев Практический подход к гибридному формированию луча в современных системах связи 5G 353
Секция «Акустика» 358
Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский Сейсмоакустическое зондирование осадочной толщи 359
В.К. Бахтин, С.Н. Гурбатов, П.Н. Вьюгин, М.С. Дерябин, Д.А. Касьянов, В.В. Курин О пространственной структуре профиля акустических нелинейных волн, отраженных от ступенчатой структуры 363
В.К. Бахтин, М.С. Дерябин, А.Л. Вировлянский Калибровка акустического излучателя в свободном пространстве по измерениям его поля в бассейне с отражающими стенками 367
С.А. Ермаков, И.А. Сергиевская, И.А. Капустин, В.А. Доброхотов Лабораторные исследования обратного рассеяния на ветровых волнах в присутствии сильно нелинейных волн 371
Е.М. Гвоздков, И.Ю. Грязнова Сравнение эффектов, усиливающих и ослабляющих обратное рассеяние акустических волн на дискретных случайных неоднородностях 375
Г.Е. Хазанов, С.А. Ермаков Затухание гравитационно-капиллярных волн на поверхности воды в присутствии сильно неоднородных пленок поверхностно активных веществ 377
В.Е. Назаров, А.Б. Колпаков Амплитудно-зависимое внутреннее трение в акустическом резонаторе из отожженной меди 380
В.Е. Назаров, С.Б. Кияшко Нелинейные упругие волны в поликристаллах с частотно-зависимым насыщением гистерезисных потерь 384
Д.В. Сахаров, П.Н. Вьюгин, И.Н. Диденкулов Экспериментальное исследование акустического поля в резонаторе 388
А.Е. Спивак, И.Ю. Демин Сравнение работы методов эластографии сдвиговой волной на различных ультразвуковых установках на примере измерения фантома BP1901 . 391
Т.С. Викулова, И.Н. Диденкулов, Н.В. Прончатов-Рубцов Движение пузырьков в сильных полях акустических резонаторов 393

Д.В. Вострякова, Г.Е. Хазанов, С.А. Ермаков, В.А. Доброхотов Лабораторное моделирование затухания гравитационных волн на поверхности воды, покрытой несплоченным льдом 396
А.А. Лисин, И.Ю. Демин, С. Н. Гурбатов, А.Е. Спивак, А.В. Тюрина, С.А. Карабасов Численный анализ эволюции широкополосного интенсивного шума (на примере аэродинамической струи LTRAC) 400
П.М. Синицын, И.Ю. Демин, А.А. Лисин, А.Е. Спивак, В.В. Пыркова, Ю.В. Синицына Решение обратной задачи эластографии по определению упругих характеристик агар-фантома скелетной мышцы 404
А.И. Малеханов, А.В. Смирнов Оценка коэффициента усиления вертикальной антенны в случайно-неоднородном подводном звуковом канале: влияние отклонения антенны в канале 407
Секция «Математическое моделирование процессов и систем» 412
А.Е. Емелин, Т.А. Леванова, Г.В. Осипов Режимы нейроноподобной активности в ансамбле фазовых элементов с тормозящими связями 413
Н.А. Гусарова, В.Б. Казанцев, Е.В. Панкратова Математическое моделирование развития коронавирусной инфекции в рамках модели SIR-типа 417
А.И. Калякулина, М.В. Иванченко Анализ митохондриально-ядерных генетических взаимодействий с использованием машинного обучения: исследование генов адаптации к холоду 419
А.Е. Китаев Некоторые модели физических явлений, в которых используется функция Ламберта 422
С.А. Макарихин, В.Б. Казанцев, Е.В. Панкратова Изучение роли возникновения функциональной зависимости некоторых параметров в модели распространения инфекционных заболеваний SIR-типа 426
О.Н. Минаева DSGE моделирование показателей национальной экономики: калибровка параметров 430
А.В. Муравьева, И.С. Павлов Трехмерная модель анизотропного ауксетического материала 433
И.Н. Солдатов Стабилизирующее влияние магнитного поля на возмущения в центрифугированном слое проводящей жидкости 437
Ю.А. Цыбина, С.Ю. Гордлеева, М.И. Кривоносов, А.А. Заикин Моделирование рабочей памяти в нейрон-астроцитарных сетях 441
Секция «Стохастические мультистабильные системы» 444
Д.И. Большаков, А.С. Васин, А.И. Белов, В.В. Матросов, М.А. Мищенко, А.Н. Михайлов Исследование динамики двух последовательно соединенных нейроноподобных генераторов с однонаправленной мемристивной связью 445
D. De Santis, C. Guarcello, B. Spagnolo, A. Carollo, D. Valenti Generation of sine-Gordon breathers in long Josephson junctions 447
G. Di Fresco, B. Spagnolo, D. Valenti, A. Carollo Multi-parameter quantum metrology near first and second order quantum phase transitions 450
R. Grimaudo, P. Lazzari, C. Solidoro, D. Valenti Role of randomly fluctuating temperature in a 0-dimensional biogeochemical model 453
C. Guarcello Thermal noise effect on the magnetization reversal phenomenon in anomalous Josephson junctions 456

В.С. Кочергин, А.В. Клюев, Д.В. Суняйкин, Н.И. Штрауб, А.В. Якимов, B. Spagnolo Анализ нестационарных процессов в проводящей нити мемристора, обусловленных диффузией ионов кислорода 460
M.N. Koryazhkina, A.I. Belov, M.E. Shenina, I.N. Antonov, A.N. Mikhaylov, D.O. Filatov, O.N. Gorshkov, N.V. Agudov, A.A. Dubkov, B. Spagnolo Effect of external noise on the resistive state of the memristive structures based on ZrO_2(Y) 464
А.Н. Михайлов, Д.В. Гусейнов, А.И. Белов, Д.С. Королев, А.Н. Шарапов, М.О. Шамшин, В.И. Лукоянов Реализация генератора случайных чисел на основе мемристивных устройств для систем информационной безопасности 467
О.В. Маторина, А.В. Клюев, А.В. Якимов, B. Spagnolo Анализ энергий активации диффузии ионов кислород в мемристорах методом фликкер–шумовой спектроскопии 471
Е.В. Окулич, В.И. Окулич, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум Молекулярно-динамическое моделирование начального этапа кластерообразования Si при постимплантационном отжиге SiO_2 475
В.А. Шишмакова, А.С. Новиков, Д.О. Филатов, М.Е. Шенина, О.Н. Горшков, И.Н. Антонов, B. Spagnolo Температурная зависимость времени перехода мемристора на основе ZrO_2(Y) в состояние с высоким сопротивлением 479
B. Spagnolo, A.A. Dubkov, N.V. Agudov, A.V. Yakimov, A.N. Mikhaylov, O.N. Gorshkov, D.O. Filatov, V.A. Demin, A.Carollo, D. Valenti Physics of complex systems: multistability, nonequilibrium phenomena and environmental noise 483
D. Valenti, G. Fazio, B. Spagnolo Hitting time as a measure of stability in financial markets 487
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность» 491
К.Д. Холин, С.П. Никитенкова Применение технологии QR-code для передачи конфиденциальной информации 492
И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков Оптимизация процедуры поиска кратковременно работающих источников радиоизлучения в панорамном приемнике радиотехнического контроля 494
С.В. Корелов, А.М. Петров, И.Г. Сидоркина, Л.Ю. Ротков Анализ результатов реализации подхода к выделению термов в модели электронных писем на случайность 498
А.А. Коротышева, С.Н. Жуков Визуализация объектов с динамическими параметрами, зависящими от геоинформационных данных 503
В.Д. Мышленник, С.П. Никитенкова Моделирование системы обнаружения сетевых вторжений с использованием алгоритмов машинного обучения 507
Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков Практическое применение классификатора сетевого трафика на основе методов машинного обучения. 510
А.А. Горбунов, Д.В. Смирнов Применение метода базовых параметров для поиска аномальной активности в сетевом трафике 514
Р.А. Васильев, Л.Ю. Ротков Адаптация метода биометрической идентификации по голосу к тихому произнесению парольных фраз для противодействия утечки речевой информации по акустическим каналам 517
Секция «Физические основы и практическое применение технологий беспроводной связи и информационно-телекоммуникационных технологий» .. 526
Д.С. Потехин, И.Е. Тарасов Архитектура СБИС для цифровой обработки сигналов в программно-определяемом радио 527

В.А. Еськин Особенности обучения глубокой нейронной сети, предназначенной для распознавания формул на изображениях и сохранения результатов в latex нотации 530
В.П. Гергель Магистратура как основа системы подготовки кадров для цифровой экономики 534
Д.А. Пальгуев, А.Б. Борзов, Г.Л. Павлов Динамические массивы однородных радиолокационных данных в больших информационных системах 536
D. Govedarica, P. Kojić, A. Umnov, O. Bera, O. Govedarica, M. Jovičić, J. Pavličević, J. Blagojević Rubber compounding: application of artificial neural networks 540
Д.А. Беспалов, А.Л. Умнов Визуальный язык программирования AzVL для IoT подсистемы платформы Alterozoom 549
Содержание 554

Труды
XXV научной конференции по радиофизике

Нижний Новгород, 14 — 26 мая 2021 г.

Отв. редактор В.В. Матросов

Публикуется в авторской редакции

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Электронный формат издания PDF

Адреса электронного ресурса:
http://www.rf.unn.ru/nauka/konferentsii/rf-conf-2021-book/