

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

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

Труды
XXVIII научной конференции
по радиофизике

Нижний Новгород, 14—31 мая 2024 г.

Нижний Новгород
2024

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841
Т-78

Редколлегия:

В.В. Матросов (отв. ред.), Е.С. Фитасов (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, И.С. Павлов, Л.Ю. Ротков,
Б. Спаньоло (Италия), А.Л. Умнов

Т-78 Труды XXVIII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 14—31 мая 2024 г.). Нижний Новгород: ННГУ, 2024. – 568 с.

ISBN 978-5-91326-867-9

Сборник содержит материалы докладов XXVIII научной конференции по радиофизике, проходившей 14-31 мая 2024 г. на радиофизическом факультете Национального исследовательского Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (ННГУ). Тематика докладов охватывает основные научные направления, развиваемые на факультете. Представлены работы, выполненные сотрудниками, аспирантами и студентами ННГУ, сотрудниками научно-исследовательских институтов и высокотехнологичных предприятий г. Нижнего Новгорода, а также совместные работы сотрудников радиофизического факультета с иностранными партнёрами.

Издаётся по решению ученого совета радиофизического факультета ННГУ

ISBN 978-5-91326-867-9

УДК 537.86 + 621.3
ББК 3841

© Нижегородский госуниверситет
им. Н.И. Лобачевского, 2024

Ministry of Science and Higher Education
of the Russian Federation

National Research
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Proceedings
of the XXVIII Scientific Conference
on Radiophysics

Nizhny Novgorod, May 14—31, 2024

Nizhny Novgorod
2024

Proceedings of the XXVIII Scientific Conference on Radiophysics (Nizhny Novgorod, May 14—31, 2024). Nizhny Novgorod: UNN, 2024. – 568 p.

Editorial Board:

V.V. Matrosov (Editor-in-Chief), E.S. Fitasov (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, I.S. Pavlov, B. Spagnolo (Italy), and A.L. Umnov

The proceedings include the papers presented at the 28th Conference on Radiophysics (May 14-31, 2024, Nizhny Novgorod), which was held 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 institutes of the Russian Academy of Sciences and hi-tech companies of Nizhny Novgorod, some of the papers are co-authored by foreign collaborators.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ «ЭЛЕКТРОДИНАМИКА»

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

ГЕНЕРАЦИЯ ПРОДОЛЬНОГО ОСТАТОЧНОГО ТОКА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

И.Д. Ларюшин^{1,2)}, А.А. Романов^{1,2)}, А.А. Силаев^{1,2)}, Н.В. Введенский^{1,2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Генерация терагерцового излучения с использованием ионизирующих фемтосекундных лазерных импульсов возможна несколькими способами. Наиболее часто исследуется генерация, возникающая за счёт возбуждения токов свободных электронов, возникающих после прохождения ионизирующего двухцветного (в общем случае многоцветного) или одноцветного предельно короткого импульса, и направленных ортогонально волновому вектору электромагнитного импульса [1-2]. Такие токи излучают в терагерцовом диапазоне при достаточно плотной плазме, и диаграмма направленности имеет максимумы вдоль направления волнового вектора. Однако за счет пондеромоторной силы в поле ионизирующего одноцветного импульса возбуждаются продольные остаточные токи, и соответствующая диаграмма направленности генерируемого терагерцового излучения имеет структуру конической поверхности [3–5].

В данной работе получено аналитическое выражение для продольного остаточного тока, генерируемого квазимонохроматическим импульсом с произвольной эллиптической поляризацией в режиме туннельной ионизации с учётом скачкообразного роста концентрации. Показана существенная роль второй гармоники концентрации свободных электронов в подавлении генерации остаточного тока, что соответствует уменьшению тока в случае линейной поляризации поля. При этом в циркулярном поле вторая гармоника концентрации свободных электронов отсутствует, соответственно, ослабление эффекта исчезает, и это обстоятельство делает циркулярные импульсы предпочтительными для данного метода генерации терагерцового излучения.

Мы рассматривали падающую плоскую электромагнитную волну с произвольной эллиптичностью ε :

$$E_x = B_y = F(\xi) \cos(\omega\xi), \quad (1)$$

$$E_y = -B_x = \varepsilon F(\xi) \sin(\omega\xi), \quad \xi = t - \frac{z}{c}, \quad (2)$$

где E_x, E_y, B_x, B_y – проекции напряженностей электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) полей на оси x и y ; F – медленная амплитуда, c – скорость света, ω – лазерная частота.

Для нахождения токов свободных электронов, возникающих под действием электромагнитного импульса, решается система уравнений

$$\frac{\partial N}{\partial t} = (N_g - N)w(|\mathbf{E}|), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} = \frac{Ne^2}{m} \mathbf{E} - \frac{e}{mc} \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (4)$$

где N – концентрация свободных электронов, N_g – начальная концентрация нейтральных частиц, w – вероятность туннельной ионизации в единицу времени, \mathbf{j} – плотность тока свободных электронов, e, m – заряд и масса электрона.

Для получения аналитических выражений использовалась теория возмущений для плотности тока по малому отношению средней скорости электронов к скорости света, нулевой и первый порядки которой имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{j}_0}{\partial t} = \frac{Ne^2}{m} \mathbf{E}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{j}_1}{\partial t} = -\frac{e}{mc} \mathbf{j}_0 \times \mathbf{B}. \quad (6)$$

Выражение (6) описывает низший порядок теории возмущений, включающий продольную компоненту тока. Медленная компонента выражения (6) есть

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{j}}_1}{\partial t} = -\mathbf{z} \left(\bar{N} \frac{\partial F^2}{\partial t} + F^2 \frac{\partial \bar{N}}{\partial t} \left[2 - \frac{w_{2\omega}}{\bar{w}} \right] \right) \cdot \frac{e^3}{4c\omega^2 m^2}, \quad (7)$$

где \bar{N} и \bar{w} – усреднённые по периоду поля концентрация свободных электронов и вероятность ионизации в единицу времени [6], $w_{2\omega}$ – вторая гармоника вероятности ионизации в единицу времени.

Подставляя значение $w_{2\omega}$ для линейно поляризованного поля [6] и интегрируя выражение (7) по времени, получаем, что остаточная плотность тока (ОПТ) при линейной поляризации поля равна

$$\mathbf{j}_{LP} = -\mathbf{z} \frac{\sigma N_g e^3 F^2(t_0)}{2cm^2 \omega^2 n(t_0)}, \quad (8)$$

где $\sigma = N(t = +\infty)/N_g$ – конечная степень ионизации газа, $n = Fw'(F)/w(F)$ – эффективное число смешивающихся волн [6], t_0 – время, соответствующее максимальной усредненной скорости ионизации, $\bar{N}''(t_0) = 0$ [7-8].

При циркулярной поляризации $w_{2\omega}=0$ и выражение для остаточной плотности тока имеет вид

$$\mathbf{j}_{CP} = -\mathbf{z} \frac{\sigma N_g e^3 F^2(t_0)}{2cm^2 \omega^2}. \quad (9)$$

Таким образом, использование циркулярно поляризованного импульса для возбуждения ОПТ оказывается в n раз более эффективным, чем использование линейной поляризации при фиксированной конечной степени ионизации σ . Учитывая, что при туннельной ионизации характерные значения n находятся в диапазоне от 4 до 10 [6], выигрыш получается практически на порядок. При этом важно учитывать, что на зависимость ОПТ от эллиптичности при фиксированной интенсивности сильно влияет также то, что усреднённая вероятность ионизации \bar{w} для линейно поляризованного поля существенно выше, чем для циркулярно поляризованного.

Для проверки теории были проведены численные расчеты системы (1-4) с вероятностью ионизации, задаваемой формулой из работы [7].

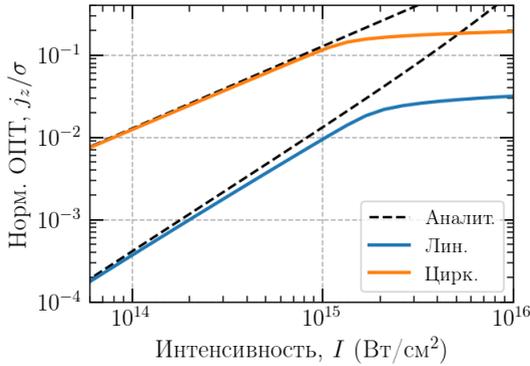


Рис. 1

На рис. 1 показаны зависимости нормированной на конечную степень ионизации ОПТ, генерируемой импульсами с линейной (синяя кривая) и циркулярной (оранжевая кривая) поляризациями; длительность импульса равна 80 фс, центральная частота соответствует длине волны 1600 нм. Пунктирными кривыми показаны величины (8), (9) с подстановкой $t_0 = 0$.

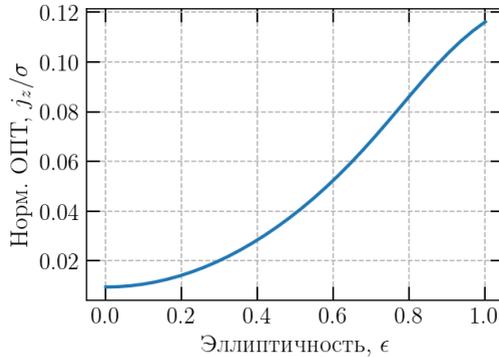


Рис. 2

На рис. 2 изображена рассчитанная зависимость нормированной ОПТ от эллиптичности ионизирующего импульса при интенсивности $10^{15} \text{ Вт}/\text{см}^2$.

В целом, полученные аналитические формулы отлично согласуются с результатами численных расчетов. Согласно нашим результатам, продольная ОПТ, генерируемая одноцветным циркулярным полем, может сравниться с поперечной ОПТ, получаемой с использованием малой добавки 1% второй гармоники, уже при интенсивностях порядка $10^{16} \text{ Вт}/\text{см}^2$ и превзойти её при более высоких интенсивностях. Эффективное использование импульсов с такими высокими интенсивностями потребует многократной ионизации частиц рабочей среды (высокого потенциала ионизации). Кроме того,

интересным направлением развития данной теории является перспектива применения двухцветных полей с небольшой добавкой третьей гармоники для повышения эффективности генерации продольного тока.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2023-0002.

- [1] Cook D.J., Hochstrasser R.M. // *Opt. Lett.* 2000. Vol. 25. P. 1210.
- [2] Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 115005.
- [3] Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 272599.
- [4] Kostin V.A., Vvedenskii N.V. // *Opt. Lett.* 2010. Vol. 35. P. 247.
- [5] Sprangle P., Penano J., Hafizi B., Kapetanacos C. // *Phys. Rev. E.* 2004. Vol. 102. P. 066415.
- [6] Laryushin I., Romanov A. // *Photonics.* 2022. Vol. 9. P. 444.
- [7] Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // *Phys. Plasmas.* 2015. Vol. 22. P. 053103.
- [8] Emelina A., Laryushin I., Romanov A. // *Photonics.* 2023. Vol. 10. P. 499.

РЕЗОНАНСНОЕ УСИЛЕНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСШИХ ГАРМОНИК ИНФРАКРАСНОГО ПОЛЯ АТОМАМИ БАРИЯ И ЦЕЗИЯ

Н.В. Введенский^{1,2)}, А.А. Романов^{1,2)}, А.А. Силаев^{1,2)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Один из основных методов генерации когерентного широкополосного излучения в вакуумном ультрафиолетовом диапазоне основан на генерации высших гармоник (ГВГ) в газах. Физический механизм ГВГ качественно объясняется в рамках трехшаговой модели, включающей в себя туннелирование внешнего электрона в континуум под действием интенсивного лазерного поля, ускорение освободившегося электрона и его рекомбинацию с испусканием фотона высокой энергии [1-2]. Эффективность ГВГ может быть увеличена при наличии резонансов в сечении рекомбинации. Например, наличие гигантского дипольного резонанса в сечении рекомбинации в атоме ксенона приводит к большому (более чем на порядок) росту эффективности ГВГ в широком диапазоне с максимумом при 100 эВ [3-6].

Гигантский резонанс при переходе $4d \rightarrow \epsilon f$ и соответствующее широкополосное усиление в сечении фотоионизации присутствует не только в Хе, но и в ряде других атомов, находящихся в таблице Менделеева вблизи Хе [7]. Однако усиление ГВГ ранее изучалось только для Хе. В данной работе мы исследуем резонансную генерацию гармоник атомами цезия (Cs) и бария (Ba), которые имеют электронную структуру $[\text{Xe}]6s^1$ и $[\text{Xe}]6s^2$ соответственно, где $[\text{Xe}] = [\text{Ar}]3d^{10}4s^24p^64d^{10}5s^25p^6$ конфигурация Хе, а $[\text{Ar}]$ – конфигурация аргона. Мы показываем, что спектры ГВГ в Cs и Ba в лазерном импульсе среднего инфракрасного диапазона содержат область широкополосного гигантского усиления, обеспечиваемую колебаниями внутренней 4-й оболочки, и узкополосное усиление низких частот, обеспечиваемое резонансным откликом 5-й оболочки.

Для расчета отклика атома в линейно поляризованном вдоль оси z электрическом поле $E(t)$ мы используем нестационарные уравнения Кона – Шэма (здесь и далее, если не указано иного, используется атомная система единиц):

$$i \frac{\partial \psi_{j\sigma}}{\partial t} = \hat{H}_\sigma \psi_{j\sigma}, \quad j = 1 \dots N_\sigma, \quad \sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}, \quad (1)$$

$$\hat{H}_\sigma = -\frac{1}{2} \nabla^2 - \frac{N}{r} + zE(t) + v_\sigma^{KS} [\rho_\uparrow, \rho_\downarrow](\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

$$\rho_\sigma(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^{N_\sigma} |\psi_{j\sigma}(\mathbf{r}, t)|^2, \quad \rho(\mathbf{r}, t) = \rho_\uparrow(\mathbf{r}, t) + \rho_\downarrow(\mathbf{r}, t). \quad (3)$$

Здесь $N = N_\uparrow + N_\downarrow = 55$ и 56 – заряды ядер атомов Cs и Ba соответственно, N_σ – число электронов с заданной проекцией спина σ , $\psi_{j\sigma}(\mathbf{r}, t)$ волновые функции орбиталей Кона – Шэма. Начальными условиями для $\psi_{j\sigma}(\mathbf{r}, t)$ являются собственные функции гамильтониана \hat{H}_σ в отсутствии поля, соответствующие занятым состояниям невозмущенных атомов Cs и Ba. Потенциал электрон-электронного взаимодействия состоит из двух частей: потенциал Хартри $v_H = \int \frac{\rho(\mathbf{r}', t)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'$ и обменно-корреляционный потенциал v_σ^{xc} [6-8]:

$$v_{\sigma}^{KS} = v_H + v_{\sigma}^{xc}. \quad (4)$$

В численных расчетах мы используем приближение LB94 для обменно-корреляционного потенциала [8]. Для атома Cs мы для простоты считаем, что v_{σ}^{xc} является функционалом полной плотности $\rho(\mathbf{r}, t)$, а не плотностей $\rho_{\uparrow}(\mathbf{r}, t)$, $\rho_{\downarrow}(\mathbf{r}, t)$ по отдельности. Для атома Ba это выполнено строго в силу симметрии плотности электронов по спину. Для нахождения спектра излучения мы рассчитываем Фурье спектр дипольного ускорения атома, которое направлено вдоль z и выражается через плотность как $a(t) = d^2 D(t)/dt^2$, $D(t) = \int z \rho(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}$. Численный расчёт дипольного ускорения основывается на теореме Эренфеста [6].

На рис. 1 представлены спектры ГВГ атомами Ba и Cs для лазерного импульса с длиной волны $\lambda = 3.6$ мкм и интенсивностью $I = 4 \cdot 10^{13}$ Вт/см². Электрическое поле задаётся как

$$E(t) = E_0 f(t) \sin(\omega_L t), \quad (5)$$

$$\begin{cases} f(t) = \cos^2\left(\frac{\pi t}{T}\right), & |t| < T, \\ f(t) = 0, & |t| \geq T, \end{cases}$$

где $\omega_L = 2\pi c/\lambda$ есть центральная частота, E_0 – амплитуда импульса, T – полная длительность импульса, соответствующая длительности по уровню интенсивности $1/2$, равной 24 фс (два периода поля). Как видно из рисунка, как для Ba, так и для Cs спектр ГВГ имеет частоту отсечки примерно при 150 эВ. Оба спектра содержат узкополосную область усиления около 20 эВ и широкополосную область усиления, расположенную при 80—120 эВ для Cs и 100—150 эВ для Ba. В обоих случаях в области широкополосного усиления отношение спектральных интенсивностей к интенсивностям соседних участков в спектре составляет более одного порядка, что примерно согласуется с соответствующим результатом для Xe [6]. Положения областей усиления согласуются с соответствующими максимумами в сечении фотоионизации [7].

Согласно аналитической теории, предложенной в работе [6], физическая картина широкополосного усиления ГВГ в Cs и Ba выглядит следующим образом. Возвращающийся к иону фотоэлектрон, происходящий из валентного $6s$ -состояния, передает энергию внутреннему электрону на $4d$ -подоболочке, который переходит в промежуточное f -состояние континуума. Обратный переход $ef \rightarrow 4d$ возвращает атом в исходное основное состояние с испусканием фотона с энергией, равной энергии перехода. Из-за более высокой энергии связи $4d$ -подоболочки в Ba по сравнению с Cs область гигантского широкополосного усиления ГВГ в Ba смещена в сторону более высоких частот. Таким образом, возбуждение четвертой оболочки происходит за счет взаимодействия с возвращающимся фотоэлектроном, происходящим из $6s$ -состояния. Высокая степень дelokализации $6s$ -состояния в Ba и Cs обеспечивает более медленное расплывание электронного волнового пакета в континууме по сравнению с атомами инертных газов, что положительно влияет на величину всех генерируемых гармоник. Кроме того, вклад в ГВГ в Ba могут вносить однократно ионизованные атомы.

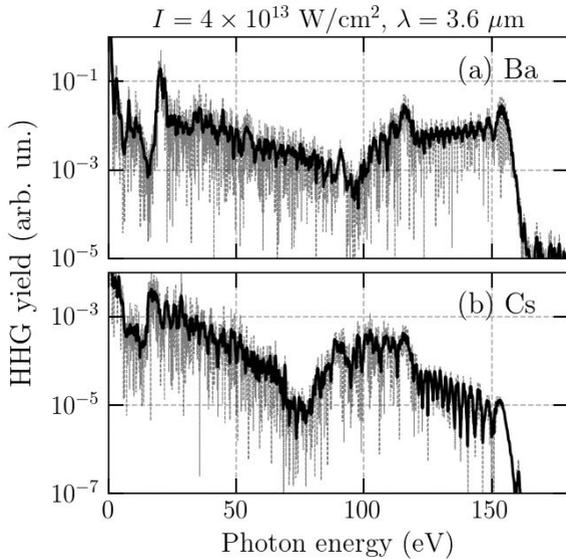


Рис. 1

Узкополосное усиление гармоник около 20 эВ в Ва и Cs объясняется следующим образом. Возмущение потенциала электрон-электронного взаимодействия действует на $5p$ -подоболочку и возбуждает переходы на уровень $5d$ и более высоколежащие уровни, тем самым индуцируя дипольный момент на соответствующих частотах перехода. Созданные электронные конфигурации являются автоионизационными, т.е. электрон из возбужденного состояния может перейти на исходный $5p$ -уровень с передачей энергии $6s$ -электрону и его отрывом от атома. Времена жизни автоионизирующих состояний определяют длительность всплесков дипольного момента (и, соответственно, длительность излучения) на частотах переходов.

Таким образом, на основе численного решения нестационарных уравнений Кона – Шэма мы показали, что спектры вторичного излучения, генерируемого атомами Ва и Cs содержат гигантское усиление при 80—120 эВ для Cs и 100—150 эВ для Ва. Это усиление связано с сильным возбуждением четвертой оболочки возвращающимся фотоэлектроном, происходящим с $6s$ -орбитали. В отличие от атома Хе, гигантское усиление ГВГ в Cs и Ва может быть достигнуто с использованием малоинтенсивных ($\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$) импульсов среднего инфракрасного диапазона. Поэтому атомы Ва и Cs могут быть использованы для эффективной генерации аттосекундных импульсов вакуумного ультрафиолетового излучения при соблюдении условий фазового синхронизма (для чего можно рассмотреть использование смеси с буферным газом, имеющим гораздо более высокий потенциал ионизации). Кроме этого, в спектре ГВГ как для атомов Ва, так и для Cs наблюдается узкополосное усиление вблизи 20 эВ, связанное с резонансным возбуждением $5p$ -подоболочки под влиянием электрон-электронного

взаимодействия. Отметим, что достижение этого низкочастотного резонанса в эксперименте существенно проще по сравнению с гигантским широкополосным усилением, поскольку не требует использования больших значений длины волны лазерного импульса.

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

- [1] Corkum P.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol. 71. P. 1994.
- [2] Krausz F., Ivanov M. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. Vol. 81. P. 163.
- [3] Shiner A. D., Schmidt B. E., Trallero-Herrero C., Wörner H. J., Patchkovskii S., Corkum P. B., Kieffer J. C., Légaré F., Villeneuve D. M. // *Nat. Phys.* 2011. Vol. 7. P. 464.
- [4] Trallero-Herrero C., Jin C., Schmidt B., Shiner A., Kieffer J., Corkum P., Villeneuve D., Lin C., Légaré F., Le A.-T. // *J. Phys. B.* 2011. Vol. 45. P. 011001.
- [5] Frolov M.V., Manakov N.L., Sarantseva T. S., Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu., Starace A.F. // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 102. P. 243901.
- [6] Romanov A.A., Silaev A.A., Sarantseva T.S., Frolov M.V., Vvedenskii N.V. // *New J. Phys.* 2021. Vol. 23. P. 043014.
- [7] Амусья М.Я. Атомный фотоэффект. – М: Наука, 1987. 272 с.
- [8] van Leeuwen R., Baerends E.J. // *Phys. Rev. A.* 1992. Vol. 49. P. 2421.

ИЗЛУЧЕНИЕ МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ АНТЕННЫ, ОБРАЗОВАННОЙ ФАЗИРОВАННЫМИ ДИПОЛЬНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ, 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 антенные устройства, способные возбуждать в магнитоактивной плазме в свистовом диапазоне частот волны с геликоидальным фазовым фронтом [1-3]. Как известно, такие волны обладают ненулевой проекцией орбитального углового момента на направление распространения, что может быть использовано для развития технологий пространственной модуляции сигналов. В подавляющем большинстве экспериментов по возбуждению соответствующих волн в плазме рассматриваются фазированные антенные решетки [1, 2]. В настоящей работе обсуждается возможность излучения волн свистового диапазона с геликоидальным фазовым фронтом многоэлементной антенной турникетного типа, образованной фазированными дипольными источниками.

Рассмотрим источник, элементами которого являются электрические диполи, имеющие общий геометрический центр и оси, лежащие в плоскости, перпендикулярной внешнему постоянному магнитному полю \mathbf{B}_0 , параллельному оси z цилиндрической системы координат (ρ, ϕ, z) . Излучатели расположены в магнитоактивной

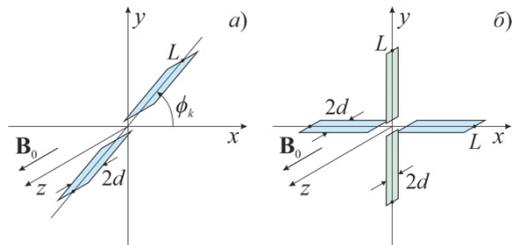


Рис. 1

плазме и представляют собой ленточные проводники с длиной $2L$ и шириной $2d$ (см. рис. 1). Ток на входе отдельного диполя с номером k изменяется по гармоническому закону (пропорционально $\exp(i\omega t)$, где ω – круговая частота поля) и имеет комплексную амплитуду $I_k = |I_k| \exp(i\psi_k)$, где ψ_k – фаза тока k -го диполя.

Плазменная среда описывается тензором диэлектрической проницаемости ϵ с отличными от нуля компонентами $\epsilon_{\rho\rho} = \epsilon_0\epsilon$, $\epsilon_{\phi\phi} = \epsilon_0\epsilon$, $\epsilon_{r\phi} = -\epsilon_0\eta$, $\epsilon_{\phi r} = -i\epsilon_0\eta$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_0\eta$, выражения для которых представлены, например, в [4]; здесь ϵ_0 – электрическая постоянная.

Зададим распределение тока вдоль и поперек каждого излучателя, предполагая, что они возбуждаются в центре дельта-образным источником, а их размеры удовлетворяют следующим условиям $d \ll L$, $k_0 L |\epsilon\eta|^{1/4} \ll 1$, где k_0 – волновое число в свободном пространстве. В этом случае каждый излучатель в цилиндрической системе координат имеет только радиальную компоненту тока $J_\rho^{(k)}$, отличную от нуля при $\rho < L$, $|z| < d$. Плотность тока, отвечающая данной конфигурации диполей, имеет вид

$$J_\rho(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^K J_\rho^{(k)}(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^K \frac{I_k}{\pi\rho} \left(1 - \frac{\rho}{L}\right) \frac{\delta(\phi - \phi_k) - \delta(\phi - \phi_k - \pi)}{\sqrt{d^2 - z^2}}, \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, ϕ_k – угол между осью k -го диполя и осью x , K – полное число излучателей ($0 \leq \phi_1 < \dots < \phi_K < 2\pi$), $\delta(\phi)$ – дельта-функция Дирака. Соответствующие обозначения для диполя с номером k показаны на рис. 1а; геометрия задачи в частном случае турникетной антенны, состоящей из двух ортогональных элементов, представлена на рис. 1б.

Радиальная компонента электрического поля, возбуждаемого рассматриваемым источником, имеет вид [3]

$$E_\rho(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha} \int_0^{\infty} d_{m,s,\alpha}(q) E_{\rho;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) dq, \quad (2)$$

где

$$E_{\rho;m,s,\alpha}(\mathbf{r}, q) = i^m \left[(1 + u_\alpha) J_{m+1}(k_0 q \rho) - u_\alpha m \frac{J_m(k_0 q \rho)}{k_0 q \rho} \right] \times \\ \times \exp[-im\phi - ik_0 p_{s,\alpha}(q)z], \quad (3)$$

q – нормированное на k_0 поперечное волновое число, s – индекс, обозначающий направление распространения волн ($s=+$ и $s=-$ отвечают волнам, переносящим энергию в положительном и отрицательном направлениях оси z соответственно), α – индекс, отмечающий обыкновенную ($\alpha=0$) и необыкновенную ($\alpha=e$) нормальные волны магнитоактивной плазмы, J_m – функция Бесселя порядка m , величина u_α и функция $p_{s,\alpha}(q)$, описывающая зависимость нормированного (на k_0) продольного волнового числа p от q для обыкновенной и необыкновенной волн магнитоактивной плазмы, даются выражениями

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

Предполагается, что $p_{+,a}(q) = p_a(q) = -p_{-,a}(q)$, $\text{Im } p_a(q) < 0$, $\chi_0 = -\chi_e = -\text{sgn}(1 - \varepsilon/\eta)$.

Коэффициенты возбуждения $d_{m,s,\alpha}(q)$ в (2) определяются следующим интегралом по объему V , занятому источниками [3]:

$$d_{m,\pm,\alpha}(q) = \frac{1}{N_{m,\alpha}(q)} \sum_{k=1}^K \int_V J_\rho^{(k)}(\mathbf{r}) E_{\rho;-m,\mp,\alpha}^{(T)}(\mathbf{r}, q) d\mathbf{r}. \quad (5)$$

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

$$N_{m,\alpha}(q) = 4\pi(-1)^{m+1} [1 + \eta^{-1} n_{s,\alpha}^2(q)] / [Z_0 k_0^2 p'_\alpha(q)], \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по аргументу, Z_0 – импеданс свободного пространства, а величина $n_{s,\alpha}(q)$ определяется выражением

$$n_{s,\alpha}(q) = [\varepsilon^2 - g^2 - \varepsilon(q^2 + p_\alpha^2)] / [gp_{s,\alpha}(q)]. \quad (7)$$

Выполнив интегрирование в (5), получим коэффициенты возбуждения в следующем виде:

$$d_{m,\pm,\alpha}(q) = -2i^m \frac{J_0(k_0 dp_\alpha)}{N_{m,\alpha}(q)} F_{m,\alpha}(q) \delta_m \sum_{k=1}^K |I_k| \exp[i(m\phi_k + \psi_k)]. \quad (8)$$

Здесь

$$F_{m,\alpha}(q) = \int_0^L \left[\left(1 - \frac{\rho}{L}\right) J_{m+1}(k_0 q \rho) - u_\alpha \frac{J_m(k_0 q \rho)}{k_0 q L} \right] d\rho, \quad (9)$$

$$\delta_m = [1 - (-1)^m]/2.$$

Для определения возможности селективного возбуждения заданных азимутальных гармоник поля проанализируем мощность излучения. С использованием найденных выше коэффициентов возбуждения найдем полную излучаемую мощность антенны P_Σ в бесстолкновительной магнитоактивной плазме применительно к резонансной области свистового диапазона частот [3], в котором распространяющейся является только необыкновенная волна ($\alpha=e$). Будем рассматривать излучающую систему, угол между соседними диполями которой $\Delta\phi = \phi_{k+1} - \phi_k$ не зависит от номера k . Кроме того, будем полагать, что излучатели имеют одинаковые абсолютные значения токов ($|I_k| = |I_0|$), но различные фазы, причем разность фаз токов соседних диполей одинакова для всех k и равна $\Delta\psi = \psi_{k+1} - \psi_k$. Тогда полная мощность излучения может быть представлена в следующем виде:

$$P_\Sigma = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P_m = \frac{Z_0 k_0^2 |I_0|^2}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_0^\infty \frac{(-\eta) \Phi_m^2 \delta_m}{n_{+,e}^2 + \eta} F_{m,e}^2(q) J_0^2(k_0 dp_e) p'_e(q) dq, \quad (10)$$

где

$$\Phi_m = \frac{\sin [K(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]}{\sin [(m\Delta\phi + \Delta\psi)/2]}, \quad (11)$$

а величины P_m имеют смысл парциальных мощностей излучения, идущих в соответствующие азимутальные гармоники возбуждаемого поля. В (10) учтено, что, согласно [3], парциальная мощность P_m дается интегрированием по q величины $(-1)^m |d_{m,s,e}(q)|^2 N_{m,e}(q)/2$. В случае равномерного расположения излучателей по периметру решетки, когда $\Delta\phi = \pi/K$, величины Φ_m^2 в (10) при $\Delta\psi = -\pi\tilde{m}/K$ принимают максимальное значение, равное K^2 , для индексов $m = \tilde{m} + 2lK$, где $\tilde{m} = \pm 1, \pm 3, \dots, l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $\Phi_m^2 = K^2 \delta_{m,\tilde{m}+2lK}$; здесь $\delta_{m,n}$ – символ Кронекера.

Предполагая, что каждый диполь имеет малые электрические размеры ($d|\varepsilon/\eta|^{1/2} \ll L$, $k_0 L |g|^{1/2} \ll 1$), можно получить следующее приближенное выражение для парциальных мощностей излучения одиночного диполя ($K=1$) при $|m| < L|\eta/\varepsilon|^{1/2}/d$:

$$P_m^{(s)} = \frac{Z_0 |I_0|^2}{\pi k_0 L |\varepsilon \eta|^{1/2}} \delta_m \left(\frac{1}{|m|} - \frac{\beta_{|m|}}{\pi} \right), \quad (12)$$

где $\beta_1 = 2$, $\beta_3 = 26/45$, $\beta_5 = 526/1575$ и т. д. Величины (12) связаны с соответствующими парциальными мощностями многоэлементной антенны соотношением $P_m = K^2 P_m^{(s)}$.

Из формул (10) и (12) видно, что одиночный диполь возбуждает все нечетные азимутальные гармоники поля, вклад которых в его полную мощность излучения $P_\Sigma^{(s)}$

сравнительно медленно спадает с ростом $|m|$. Поэтому надлежащий выбор фазовых соотношений между токами диполей многоэлементной системы позволяет обеспечить селективное возбуждение волн с заданным значением азимутального индекса.

Численные расчеты были выполнены для следующих значений параметров, отвечающих условиям ионосферы Земли: плотность плазмы $N = 10^6 \text{ см}^{-3}$, внешнее магнитное поле $B_0 = 0,5 \text{ Гс}$. Угловая частота поля составляла $\omega = 1,9 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, предполагалось, что $L = 5 \text{ м}$, $d = 1 \text{ см}$. Заметим, что выбранные параметры соответствуют резонансной области свистового диапазона.

Результаты расчетов величин $R_m = 2P_m/|I_0|^2$, имеющих смысл парциальных сопротивлений излучения в отдельные азимутальные гармоники поля, показаны на рис. 2-4 для источников, содержащих $K = 2$, $K = 4$, $K = 6$ диполей соответственно. Из представленных данных видно, что увеличение K приводит к улучшению селективности возбуждения заданной азимутальной гармоники поля (гармоники с индексом $m = -1$ или $m = 1$ на рис. 2 и 3). При этом селективное возбуждение гармоник с большим значением $|m|$ ($m = -3$ или $m = 3$ на рис. 4) достигается также за счет увеличения числа диполей K .

Таким образом, показано, что рассмотренная излучающая система может обеспечить селективное возбуждение заданных азимутальных гармоник поля в магнитоактивной плазме в резонансной области свистового диапазона частот.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00114, <https://rscf.ru/project/20-12-00114/>).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-12-00114, <https://rscf.ru/project/20-12-00114/>).

- [1] Stenzel R.L., Urrutia J.M. // Phys. Rev. Lett. 2015. Vol. 114, No. 20. P. 205005.
- [2] Urrutia J.M., Stenzel R.L. // Phys. Plasmas. 2015. Vol. 22, No. 9. P. 092111.
- [3] Kudrin A.V., Zaboronkova T.M., Zaitseva A.S., Bazhilova E.V. // Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27, No. 9. P. 092101.
- [4] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. 684 с.

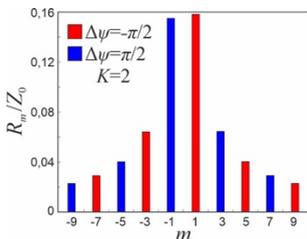


Рис. 2

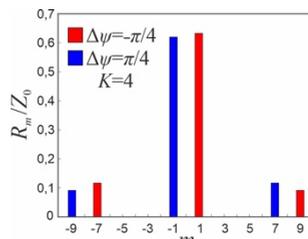


Рис. 3

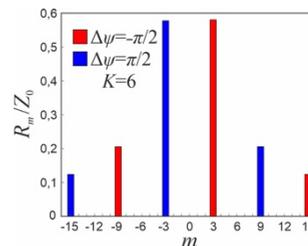


Рис. 4

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ, ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ
КРУПНОМАСШТАБНУЮ КООКСИАЛЬНУЮ ЛИНИЮ****В.В. Кочедыков^{1,2)}, И.Ю. Зудин¹⁾, М.Е. Гушин^{1,2)}, А.В. Стриковский¹⁾,
С.В. Коробков¹⁾, А.Н. Катков^{1,2)}, И.А. Петрова^{1,2)}, И.М. Вершинин¹⁾**¹⁾ *ИПФ РАН*²⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

Одной из актуальных задач в физике распространения электромагнитных волн в плазме является прохождение сверхкоротких электромагнитных импульсов (ЭМИ) через ионосферу и верхние слои атмосферы. Данная тема представляет интерес как для фундаментальных, так и для прикладных исследований. Отдельного внимания заслуживает вопрос о влиянии нелинейных эффектов на форму и спектр ЭМИ в таких приложениях, как волновая диагностика ионосферы и разработка систем сверхширокополосной радиосвязи с ионосферными каналами [1]. Эффективным способом исследования данного вопроса является моделирование распространения ЭМИ различного уровня мощности с использованием лабораторных плазменных камер. Лабораторное моделирование можно проводить на основании правил подобия [2], которые устанавливают связь между размерными и безразмерными параметрами физических процессов в лаборатории и ионосфере. В последние годы в связи с развитием технологии импульсных генераторов и появлением крупномасштабных плазменных установок [3] стало возможным проведение подобных экспериментов на высоком научно-техническом уровне. В работе [1] показано, что если в качестве излучателя ЭМИ использовать рупорную антенну, то может возникнуть ряд сложностей. Например, поперечная неоднородность плазмы, через которую распространяется импульсный сигнал, может привести к большим рефракционным потерям. Ещё одним препятствием является переотражение ЭМИ от металлических стенок вакуумной камеры. Для того, чтобы моделировать взаимодействие ЭМИ с плазмой на протяженной трассе, лучше всего использовать передающие линии, поддерживающие распространение ЭМИ в виде ТЕМ-моды. Передающая линия с плазменным заполнением позволяет сосредоточить электромагнитное поле в поперечном направлении, сохраняя при этом свойства распространяющейся в ней ТЕМ-моды близкими к свойствам волны в свободном пространстве. Все перечисленные выше факторы привели к идее и реализации крупномасштабной («гигантской») коаксиальной линии (ГКЛ) с плазменным заполнением [4], установленной внутри плазменной камеры стенда «Крот» (ИПФ РАН) [3]. ГКЛ обеспечивает распространение ЭМИ в плазме подобно тому, как ТЕМ-волна распространяется в пространстве, заполненном однородным диэлектриком, а также позволяет избежать рефракционных потерь.

Особенность проводимых экспериментов состоит в том, что на большой трассе концентрация создаваемой плазмы, необходимой для такого моделирования, достаточно низкая и обладает параметрами, не совсем стандартными для лабораторных условий. Такие значения концентрации сложно диагностировать штатными для стенда зондовыми методами, поэтому решение этой задачи потребовало развития диагностик в диапазоне ВЧ и СВЧ. На рис. 1 приведена экспериментальная схема (а), где 1 – генератор, 2 – резистивный делитель мощности, 3 – аттенюатор, 4 – фильтр верхних частот, 5 – осциллограф, 6 – вакуумная камера, 7 – конический переход ГКЛ, 8 – рабочая секция

ГКЛ, 9 – СВЧ зонд, 10 – индуктор, 11 – ВЧ генератор, а также схематически показана ГКЛ (б).

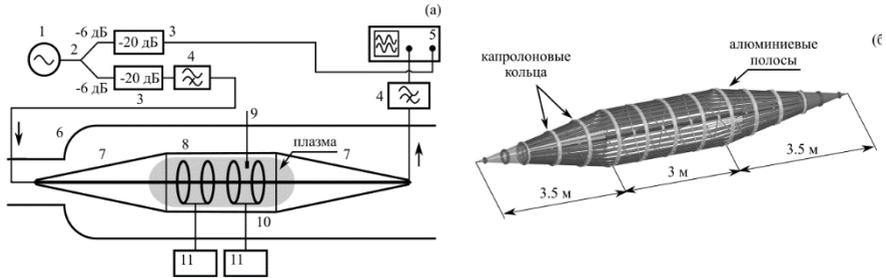


Рис. 1

В данной работе приведены результаты реализации методов радиочастотной диагностики плазмы на основе СВЧ-зонда на отрезке двухпроводной линии, а также методов радиопросвечивания плазмы низкой плотности; при этом используются метод отсечки и метод фазового интерферометра, а также некоторые результаты моделирования распада плазмы в коаксиальной линии.

Для использования метода фазового интерферометра необходимо знать распределение концентрации плазмы в рабочей секции ГКЛ. Из предыдущих экспериментов известно, что распад плазмы в отсутствие магнитного поля на поздних временах происходит в режиме амбиполярной диффузии основной моды. Из решения уравнения амбиполярной диффузии были получены поперечные и продольные распределения концентрации плазмы [5-6]. Наибольший интерес представляет решения для поперечных аксиально симметричных мод в условиях коаксиальной геометрии:

$$R_m(r) = J_0\left(\frac{r}{\mu_m}\right) - \frac{J_0\left(\frac{b}{\mu_m}\right)}{N_0\left(\frac{b}{\mu_m}\right)} N_0\left(\frac{r}{\mu_m}\right). \quad (1)$$

где J_0 и N_0 – функции Бесселя и Неймана нулевого порядка, b – радиус внешнего проводника, μ_m – m -ый корень решения уравнения для $R(r)$.

Имея информацию о распределении плазмы, можно получить геометрический фактор, учитывающий неоднородность распределения концентрации в линии. Использование геометрического фактора повышает точность метода фазового интерферометра. В работе [6] приведено решение для геометрического фактора основной диффузионной моды. На рис. 2 приведены результаты измерений, полученные с помощью используемых диагностик, при низком (а) и высоком (б) давлении рабочего газа.

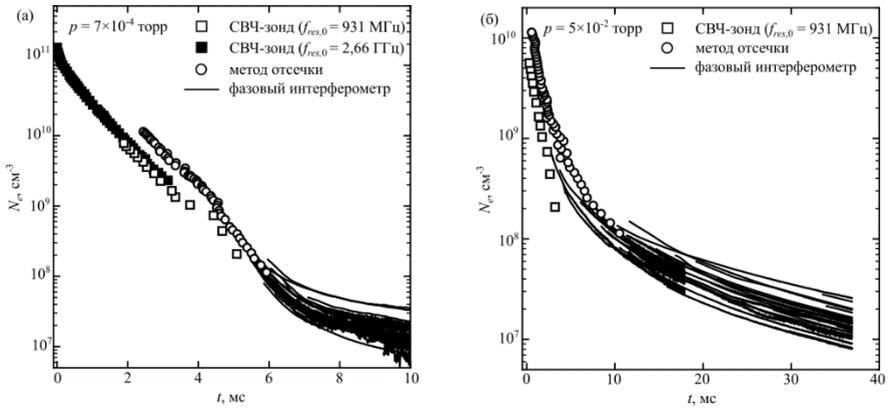


Рис. 2

При минимальном давлении, $p = 7 \cdot 10^{-4}$ Торр, распад плазмы идет практически строго по экспоненциальному закону $N_e \sim \exp(-t/\tau)$ с характерным временем $\tau \approx 0,85$ мс. Такой режим распада начинается спустя приблизительно 0,5 мс после выключения плазмосоздающих генераторов и продолжается до времен порядка 6,5 мс: за это время концентрация плазмы уменьшается почти на 4 порядка. Показания зонда с СВЧ-резонатором на начальном этапе изменяются синхронно с показаниями метода радиопросвечивания, однако по абсолютной величине занижены относительно концентраций, получаемых методом отсечки, приблизительно в 2 раза. Замедление распада на поздних временах ($t > 7$ мс) при концентрациях $N_e < 3 \cdot 10^7$ см⁻³ дает только интерферометрический метод. При давлении $p = 5 \cdot 10^{-2}$ Торр максимальная концентрация электронов почти на порядок меньше, чем при $p = 7 \cdot 10^{-4}$ Торр, но плазма живет заметно дольше: шкалы времени на рис. 1а и 6 отличаются в 4 раза. При этом концентрация N_e ни на одном из временных отрезков не изменяется по экспоненте, по крайней мере, до $t \sim 30$ мс. Характерное время распада, определяемое как $\tau_d = N_e / (dN_e/dt)$, постоянно возрастает. Сразу после выключения плазмосоздающих генераторов $\tau_d \approx 1$ мс при $t = 15$ мс, $\tau_d \approx 8$ мс при $t = 30$ мс, $\tau_d \approx 14$ мс при $t = 30$ мс. При данном давлении показания зонда с СВЧ-резонатором занижены относительно метода отсечки в 3–5 раз, т.е. существенно.

Скорость выхода на основную диффузионную моду определяется тем, как быстро компоненты плазмы выходят на равновесную температуру. Для того чтобы выяснить, в какой момент времени и на какое значение выходят температуры частиц разных сортов, в настоящий момент разрабатывается модель баланса температур [5]:

$$\begin{cases} \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\delta_{en}\overline{v_{en}}(T_e - T_n) - \delta_{ei}\overline{v_{ei}}(T_e - T_i) - \frac{q_{eg}S_{side}}{N_e V}, \\ \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\delta_{in}\overline{v_{in}}(T_i - T_n) + \delta_{ei}\overline{v_{ei}}(T_e - T_i) - \frac{q_{ig}S_{side}}{N_e V}, \\ \frac{\partial T_n}{\partial t} = \delta_{en}\overline{v_{ne}}(T_e - T_n) + \delta_{in}\overline{v_{ni}}(T_e - T_n), \end{cases} \quad (2)$$

где $\delta_{\alpha\beta}$ – коэффициент передачи энергии за одно столкновение, $\overline{v_{\alpha\beta}}$ – усредненная частота столкновений, $q_{e,ig}$ – поток тепла на границу плазмы электронов и ионов, S_{side} – боковая площадь камеры, V – объем, N_e – концентрация электронов. Данная модель учитывает обмен энергией между частицами за счет упругих столкновений, а также тепловые потоки на границу электронов и ионов. Предварительные результаты позволяют сделать следующие выводы. На начальном этапе температуры ионов и нейтралов быстро выравниваются. Это является следствием того, что ионы за одно столкновение теряют половину своей энергии. Электроны отдают малую энергию за счет столкновений с ионами и нейтралами. Более существенным каналом остывания для электронов является тепловой поток через границу плазмы – диффузионное остывание. Модель требует учета переноса температуры за счет потока направленной скорости, а также учета связи потоков ионов и нейтрального газа.

В заключение следует отметить, что использование крупномасштабных передающих линий для моделирования взаимодействия интенсивного электромагнитного излучения с плазмой является перспективным подходом к ряду фундаментальных и прикладных задач.

- [1] Gushchin M.E., Korobkov S.V., Strikovskiy A.V., Aidakina N.A., Zudin I. Yu., Terekhin V.A., Terekhin A.V., Soldatov A.V., Belov A.S. // AIP Advances. 2019. Vol. 9, No. 12. Pp. 125051 1-6.
- [2] Альвен Г. Космическая электродинамика – Москва: МИР, 1967, с 155.
- [3] Aidakina N.A., Galka A.G., Gundorin V.I., Gushchin M.E., Zudin I.Y., Korobkov S.V., Kostrov A.V., Loskutov K.N., Mogilevskiy M.M., Priver S.E., Strikovskiy A.V., Chugunin D.V., and Yanin D.V. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. Vol. 58. P. 314.
- [4] Гойхман М.Б., Громов А.В., Гундорин В.И., Гушин М.Е., Зудин И.Ю., Коршинин С.Ю., Коробков С.В., Котов А.В., Кузин А.В., Лоскутов К.Н., Палицин А.В., Стриковский А.В., Мареев Е.А. // ДАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 503, №. 1. С. 3.
- [5] Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А. Основы физики плазмы – Москва: Атомиздат, 1977.
- [6] Zudin, I.Y., Kochedykov, V.V., Gushchin, M.E. et al. // Plasma Phys. Rep. 2024. Vol. 50. P. 225.

МЕЛКОМАСШТАБНЫЕ ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КОНВЕКТИВНЫХ ПОТОКАХ В ТРОПОСФЕРЕ

Е.А. Широков, С.С. Давыденко

ИПФ РАН

Введение

Одной из актуальных проблем теории атмосферного электричества является вопрос о зарождении молниевых разрядов в облаках [1]. Трудность объяснения механизма их зарождения обусловлена тем обстоятельством, что среднее электрическое поле в грозовом облаке, напрямую измеряемое в натурных экспериментах, более чем на порядок величины меньше «пробойного» значения в воздухе [2].

Возможным вариантом решения указанной проблемы является возможность локального усиления электрического поля в облаке. Так, в работе [3] была предложена модель среды, состоящей из тяжёлых (крупных) заряженных облачных частиц (обводнённая снежная крупа, град, водяные капли), которые обтекаются восходящим слабопроводящим потоком мелких частиц (мелкие кристаллы льда, аэрозоли). Тяжёлые частицы при этом находятся в поле действия трёх сил — силы тяжести, силы стокового взаимодействия с потоком и кулоновской силы, обусловленной наличием внешнего электрического поля. Было показано [3], что в такой системе может иметь место конвективная неустойчивость.

В данной работе развивается модель среды, предложенная в статье [3], находятся и анализируются численные решения задачи взаимодействия среды с потоком при различных параметрах тяжёлых частиц.

Постановка задачи. Дисперсионное уравнение. Порог неустойчивости

Описанная во введении плазмоподобная среда в одномерном приближении описывается системой четырёх уравнений: уравнением динамики тяжёлых частиц под действием силы тяжести, силы стокового взаимодействия с потоком и кулоновской силы, обусловленной наличием внешнего электрического поля, уравнениями непрерывности для потока тяжёлых частиц и суммарной плотности заряда, а также уравнением Пуассона. Суммарный ток, входящий в уравнение непрерывности, определяется токами тяжёлых частиц и конвективного потока, а также током проводимости. В начальный момент времени t тяжёлые частицы покоятся.

Дисперсионное уравнение для данной системы уравнений имеет вид (ср. [3])

$$1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 2i\omega v_0} + \frac{4\pi\sigma i}{\omega - ku_0} = 0, \quad (1)$$

где ω_p — плазменная частота для невозмущённой концентрации тяжёлых частиц, v_0 — частота их столкновений с частицами потока, σ и u_0 — проводимость и скорость потока соответственно. Начальное возмущение имеет вид $\exp(-i\omega t + ikz)$, где ось z направлена вверх.

Нетрудно показать, что дисперсионное уравнение (1) имеет неустойчивое решение при $A > 0$, где

$$A \equiv \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + 4v_0^2} - 1. \quad (2)$$

Указанное условие определяет порог неустойчивости.

Численное решение

Система перечисленных выше уравнений решалась численно на конечном отрезке вдоль оси z . Граничные условия задавались в соответствии с равновесным решением системы. Начальные условия для концентрации тяжёлых частиц и электрического поля имели вид возмущения в узкой области в середине расчётного отрезка, начальные условия для скорости тяжёлых частиц и плотности заряда потока задавались в соответствии с равновесными значениями.

Результаты расчётов. Обсуждение

Расчёты проводились для типичных условий сильной конвекции в грозовом облаке на высоте 6 км. Равновесная концентрация тяжёлых частиц выбиралась равной $2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, фоновое электрическое поле составляло 60 кВ/м. Радиус тяжёлых частиц полагался равным 1 мм, их плотность составляла 1 г/см^3 .

В результате развития неустойчивости формируется мелкомасштабная (с характерным масштабом порядка десяти метров) структура электрического поля, которая переносится вверх со скоростью, близкой к u_0 . В конце линейной стадии развития неустойчивости максимальное значение электрического поля превышает фоновое на порядок величины. Обратный инкремент неустойчивости на линейной стадии составляет величину порядка десятков секунд, что соответствует данным наблюдений времени накопления заряда в облаке перед разрядом. Таким образом, предложенный механизм может быть использован при построении модели инициации молниевых разрядов [4].

Описанная выше неустойчивость в аэрозольном потоке может также проявляться в атмосферах других объектов Солнечной системы (например, на Марсе и Титане [5]) и определять масштабы формирующихся электрических структур. Предварительные оценки показывают, что эти масштабы по порядку величины совпадают с полученными ранее в рамках упрощённого описания проводящего потока [5].

Оценки для других объектов Солнечной системы выполнены в рамках государственного задания ИПФ РАН (тема FFUF-2023-0002).

- [1] Dwyer J.R., Uman M.A. // Phys. Rep. 2014. Vol. 534, No. 4. P. 147.
- [2] Marshall T.C., McCarthy M.P., Rust W.D. // J. Geophys. Res. Atmospheres. 1995. Vol. 100, No. D4. P. 7097.
- [3] Трахтенгерц В.Ю. // Докл. АН СССР. 1989. Т. 308, №. 3. С. 584.
- [4] Kostinskiy A.Yu., Marshall T.C., Stolzenburg M. // J. Geophys. Res. Atmospheres. 2020. Vol. 125, No. 22. Art. No. e2020JD033191.
- [5] Грач В.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, №. 7. С. 468.

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРОМЫШЛЕННЫМИ ЛИНИЯМИ ЭЛЕКТРОПЕРЕДАЧ

А.Г. Галка, А.В. Костров

ИПФ РАН

Аннотация

В работе рассматривается излучение линий электропередач, находящихся вблизи мощных потребителей энергии. Для диапазона ОНЧ такая линия электропередач представляет собой эффективную антенну бегущей волны. Рассмотрены особенности работы такой антенны. В отраженном от ионосферы сигнале наблюдается временной дрейф частот, что может быть использовано в качестве нового способа диагностики нижнего слоя ионосферы.

Основная часть

Наблюдаемые гармоники промышленной частоты 50/60 Гц в спектре сигналов вблизи линий электропередач (ЛЭП) связаны с работой тиристорных преобразователей, которые используются на энергоемких промышленных предприятиях для управления потребляемой мощностью. При работе тиристорных ключей в цепи питания возникают периодические броски тока с фронтом порядка 10 мкс [1]. Верхняя граница спектрального диапазона импульса тока в ЛЭП достигает нескольких десятков килогерц. Сигналы от ЛЭП на спектрограмме «частота – время» представляют собой дискретные линии, отстоящие друг от друга, как правило, на 100 Гц. Также наблюдается дрейф высоких частот во времени, промодулированных частотой 100 Гц. Количество дрейфующих полос варьируется от 1 до 5 вблизи выделенной частоты. Судя по литературным данным, нет убедительного объяснения этого явления. Такие сигналы регистрируются как наземными приемниками, так и на спутниках (рис. 1). Полевые измерения вертикальной компоненты электрического поля проводились в Нижегородской области (р.п. Васильсурск). На рис. 1 видна суточная периодичность дрейфующих полос и локальные экстремумы в утренние и вечерние часы при прохождении солнечного терминатора.

Важнейшим источником сигналов промышленной частоты является железнодорожная сеть [2]. Расстояния между тяговыми подстанциями питания электровозов достигает 100 км, и в таких длинных линиях возможны резонансы. Рассмотрим электрическую модель линии питания на железной дороге в виде резонатора с потерями. Частота максимума резонанса определяется длиной резонатора и типом нагрузки на его концах: конец разомкнут или линия нагружена на трансформатор. В полосу резонатора попадает 3-5 гармоник сетевой частоты, что может служить объяснением наличия ограниченного числа полос на спектрограмме.

Рассмотрим механизм излучения ОНЧ сигналов линией электропередач. Существует предположение, что ЛЭП для высоких гармоник представляет собой рамочную антенну, образованную проводами и подстилающей поверхностью [3]. Однако, эффективность излучения магнитной рамки низкая. К тому же на частотах 20-30 КГц условие квазистатичности тока по длине антенны не выполняется, т.к. длина линии может

составлять более 100 км, и с обеих сторон присутствует нагрузка. На основании этого рассмотрим ЛЭП в виде антенны бегущей волны – антенны Бевереджа [4].

Такая антенна обладает узкой диаграммой направленности в горизонтальной плоскости и поэтому широко используется в любительской радиосвязи из-за высокого отношения сигнал/шум.

Основная особенность антенны Бевереджа заключается в том, что фазовая скорость волны тока в проводе, натянутого над проводящей землей, больше скорости света. Из-за потерь в подстилающей поверхности фазовый и амплитудный фронт волны не совпадают, и поэтому волна неоднородная. Угол максимума излучения в вертикальной плоскости может меняться от 0 до 40 градусов. Половина мощности уходит в землю, а оставшаяся часть излучается. Излучение эллиптически поляризовано, электрическое поле ориентировано преимущественно в вертикальной плоскости. Угол направления максимума диаграммы направленности α в вертикальной плоскости зависит как от проводимости σ и диэлектрической проницаемости земли, так и от частоты излучения ω : $\cos(\alpha) \sim \sqrt{\sigma/(\omega\varepsilon)}$. Таким образом, происходит угловая сепарация волн с разными частотами.

Волна, распространяющаяся в волноводе Земля-ионосфера, будет испытывать отражение на высоте h от нижней границы ионосферы с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{ион}}$ по закону: $\sin(\theta) = \sqrt{\varepsilon_{\text{ион}}} = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2/v^2}$, где ω_{pe} и v – плазменная частота

и частота столкновений электронов с нейтралами, $\theta = \pi/2 - \alpha$. В течение суток плотность плазмы меняется, и при фиксированном расстоянии по горизонтали между излучателем и приемником в приемный пункт приходит сигнал на других частотах. Применяя к временному ряду данных оконное Фурье преобразование, получим медленный дрейф частоты во времени сигнала, изучаемого ЛЭП и состоящего из дискретных полос. Таким образом, регистрация на земле ОНЧ излучения от промышленных предприятий позволяет по частотному дрейфу отслеживать нижнюю границу ионосферы (D, E-слои) в течение суток и большего времени и осуществлять диагностику параметров нижней ионосферы.

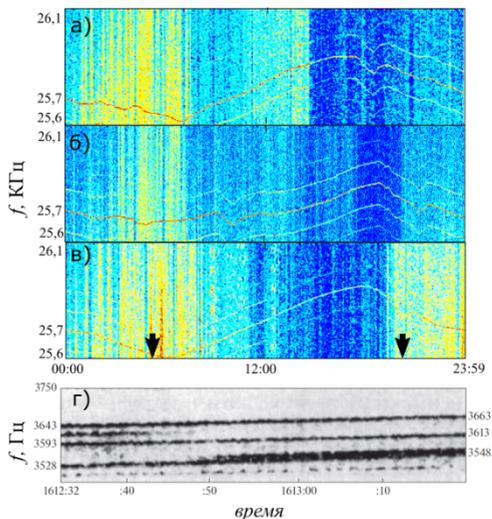


Рис. 1. Суточный ход гармоники 50 Гц на частоте 26.5 КГц: а) 07.08.2006, б) 08.08.2006, в) 09.08.2006 (местное время). Стрелками показаны восход и заход. г) Медленный дрейф частоты высоких гармоник 50/60 Гц на спутнике (мировое время)

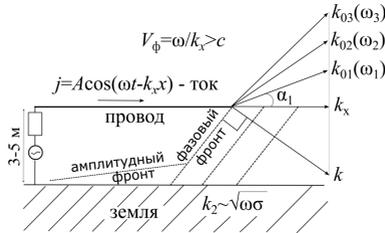


Рис. 2. Схематическая структура электромагнитной волны, распространяющейся между проводом и поверхностью земли; V_ϕ – фазовая скорость волны, c – скорость света в вакууме, k_x – проекция волнового вектора k_0 на горизонтальную плоскость

При наклонном распространении электромагнитных волн одновременно с отражением возможно, что часть энергии волны пройдет через неоднородный скин-слой до высот более 70 км, где электроны замагничены, и показатель преломления N становится положительным, а его выражение в свистовом диапазоне частот $\omega_{pe} \gg \omega_{he} \gg \omega$ имеет вид: $N = \omega_{pe}^2 / (\omega \omega_{he} \cos(\theta) - \omega^2)$, где ω_{he} – электронная циклотронная частота.

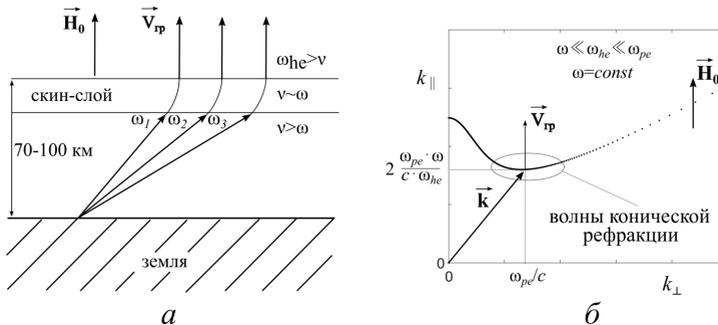


Рис. 3. Трансформация электромагнитного ОНЧ излучения в свистовые волны(а); поверхность волновых векторов свистовых волн в ионосфере, гиродурируемых магнитным полем Земли \mathbf{H}_0 (б)

В области нижней ионосферы, где частота столкновений меньше электронной гирочастоты, происходит трансформация электромагнитного излучения в свистовые волны конической рефракции, групповая скорость которых направлена вдоль магнитного поля (рис. 3б). Эти волны распространяются от точки трансформации до высот 500 км. Волны с разными частотами будут выходить в магнитосферу по разным силовым трубкам. При наличии магнитоориентированных неоднородностей в околоземной плазме излучение может достичь магнитосопряженной точки.

Заключение

Источником гармоник в линиях электропередач являются тиристорные коммутаторы, используемые на промышленных предприятиях для регулирования мощность

подводимой к нагрузке. Спектр коммутируемых сигналов принадлежит ОНЧ диапазону и представляется на спектрограмме «частота – время» в виде дискретных полос, отстоящих друг от друга на расстояние 50 (100) Гц. Показано, что в этом диапазоне частот ЛЭП является эффективной антенной бегущей волны, угол максимума излучения которой в вертикальной плоскости зависит от частоты. При наклонном падении волны на нижнюю границу ионосферы происходит отражение волны. В фурье-спектре сигнала, отраженного от границы нижней ионосферы, при фиксированном расстоянии между излучателем и приемником наблюдается дрейф частот во времени. Дрейф частот связан с изменением состояния ионосферы в течение суток. При соответствующем выборе приемных пунктов на Земле возможно организовать непрерывный мониторинг состояния нижнего слоя ионосферы.

- [1] Костров А.В., Гушин М.Е., Стриковский А.В. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. №. 4. С. 522.
- [2] Карякин Р. Н. Тяговые сети переменного тока. – М.: Транспорт, 1987. 279 с.
- [3] Bullough K. Power line harmonic radiation: Sources and environmental effects / Handbook of atmospheric electrodynamics, V.2, edited by Volland H. N.W. – Boca Raton: CRC Press, 1995. P. 291.
- [4] Ротхаммель К. Антенны. Т. 1. – Минск: Наш город, 2001. 416 с.

ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ЭЗР В ПЛАВНО-НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.А. Колданов

ГБОУ ВО НГИЭУ

Постановка задачи и описание метода

Работа посвящена численному моделированию движения электронов в магнитной ловушке прямой пробочной конфигурации при наличии СВЧ излучения. Интерес к таким исследованиям связан с разработкой новых источников многозарядных ионов.

Для описания динамики набора энергии электронами в магнитном поле прямой пробочной конфигурации используется метод прямого интегрирования уравнения движения электронов. При этом использовался полуаналитический метод численного решения уравнения движения электронов, который обладает намного более высокой точностью по сравнению с традиционно применяемым методом Рунге-Кутты 4-го порядка. Внешнее магнитное поле задается системой соленоидов, конфигурация которых была максимально приближена к реальным условиям (рис. 1). Расчет магнитного поля выполнен по методу, предложенному в работе [3]. Кроме внешнего магнитного поля на электроны действует СВЧ излучение с заданным уровнем мощности, распространяющееся вдоль оси системы.

Движение заряженных частиц (электронов) в электромагнитном поле под действием силы Лоренца подчиняется достаточно простым уравнениям. Единственный усложняющий фактор – электроны могут достигать релятивистских скоростей, т. е. нужно учитывать поправки специальной теории относительности (СТО):

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_{wave}(\vec{R}, t), \quad \vec{B} = \vec{B}_{wave}(\vec{R}, t) + \vec{B}_{dc}(\vec{R}, t), \\ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} &= \frac{e}{m} \left(\vec{E} - \frac{(\vec{v}, \vec{E})}{c} \vec{v} \right) + \frac{e}{mc} (\vec{v} \times \vec{B}) = \frac{e}{m} \vec{E}^* + \frac{e}{mc} (\vec{v} \times \vec{B}), \\ \frac{\partial \vec{R}}{\partial t} &= \vec{v}, \quad m = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}},\end{aligned}$$

где \vec{E}_{wave} , \vec{B}_{wave} – поле волны, \vec{B}_{dc} – постоянное магнитное поле, c – скорость света в свободном пространстве, \vec{v} , \vec{R} , e , m_0 – скорость, координата, заряд и масса покоя электрона.

Для численного решения уравнения движения отдельных электронов традиционно применяются методы Эйлера и Рунге-Кутты. К сожалению, у этих методов есть неустранимый недостаток – они не являются консервативными, т.е. не гарантируют выполнение закона сохранения энергии.

Метод Рунге-Кутты 4-го порядка обладает относительно высокой точностью, но требует вычисления «правой части» 4 раза на каждой итерации. При этом временной шаг должен быть существенно меньше минимального гиро-периода во всей рассматриваемой области пространства. Поэтому представляется разумным использовать другие методы, которые могли бы обеспечить существенное увеличение временного шага и/или увеличение точности расчетов.

В связи с этим в данной работе применялся «полуаналитический» метод решения уравнения движения [4], а именно, новая скорость частиц рассчитывалась с помощью выражения

$$\begin{aligned} \vec{V}(t+dt) &= \vec{V} \cos(\omega_H dt) + [1 - \cos(\omega_H dt)] (\vec{V}, \vec{b}) \vec{b} - \\ &\quad - (\vec{b} \times \vec{V}) \sin(\omega_H dt) + \frac{e}{m} \frac{\sin(\omega_H dt)}{\omega_H} \vec{E}^* - \\ &\quad - \frac{e}{m} \frac{1 - \cos(\omega_H dt)}{\omega_H} (\vec{b} \times \vec{E}^*) + \frac{e}{m} \left(dt - \frac{\sin(\omega_H dt)}{\omega_H} \right) (\vec{E}^*, \vec{b}) \vec{b}, \\ \vec{R}(t+dt) &= (\vec{R} - d\vec{R}) + d\vec{R} \cos(\omega_H dt) - (\vec{b} \times d\vec{R}) \sin(\omega_H dt) + \\ &\quad + \left(\frac{\vec{V} + \vec{V}(t+dt)}{2}, \vec{b} \right) \vec{b} dt, \end{aligned}$$

где $\omega_H = \frac{e|\vec{B}|}{mc}$, $\vec{b} = \frac{\vec{B}}{|\vec{B}|}$, $\vec{E}^* = \vec{E} - \frac{(\vec{E}, \vec{V})}{c^2} \vec{V}$, $d\vec{R} = -\frac{1}{\omega_H} \left(\frac{\vec{V} + \vec{V}(t+dt)}{2} \times \vec{b} \right)$ – уравнение движения центра ларморовской окружности.

К преимуществам предложенного метода следует отнести точное (с численной точностью) выполнение закона сохранения энергии. Однако данный метод несколько более сложный в плане реализации.

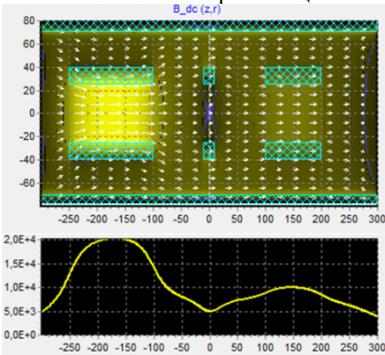


Рис. 1. Структура магнитного поля в магнитной ловушке, созданной четырьмя соосными катушками. Внизу показана напряженность магнитного поля на оси системы

Результаты расчетов

Магнитная система образована системой соосных катушек с заданными размерами. При необходимости в магнитную систему вносились дополнительные элементы, например, «палки Иоффе» (рис. 1). СВЧ излучение частотой 18 ГГц с линейной поляризацией распространяется вдоль оси системы (слева направо). В настоящей работе

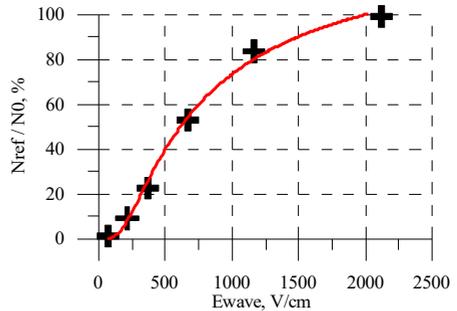


Рис. 2. Зависимость вероятности отражения электрона (с эффективной температурой 100 эВ) от магнитной пробки от величины действующего поля СВЧ волны (частота 18 ГГц)

обсуждается только эффект однократного взаимодействия электронов с простой магнитной пробкой при условии наличия зоны электронно-циклотронного резонанса. Для решения этой задачи учет поправок СТО излишен при любых реальных мощностях СВЧ волны. Однако для моделирования движения электронов в магнитной ловушке поправки СТО необходимо учитывать.

Электроны (10 000 частиц) с Максвелловским распределением по энергиям помещаются на оси системы. При этом скорости всех электронов направлены практически вдоль оси системы (вправо), находясь в узком конусе углов (1 градус). В этих условиях все электроны изначально находятся в конусе потерь. При малой амплитуде СВЧ волны все электроны пролетают сквозь пробку. Однако при увеличении амплитуды СВЧ волны доля отраженных электронов быстро возрастает и вероятность их отражения приближается к 100% (рис. 2).

Очевидно, что основное изменение энергии электронов происходит именно при нахождении электронов вблизи ЭЦР зоны. При этом средняя энергия отраженных электронов зависит от амплитуды поля СВЧ волны нелинейно – имеет место максимум (рис. 3). Напомним, что изначально все электроны находятся внутри конуса потерь и испытывают отражение в результате существенного изменения их поперечной (по отношению к оси системы) скорости при прохождении зоны ЭЦР.

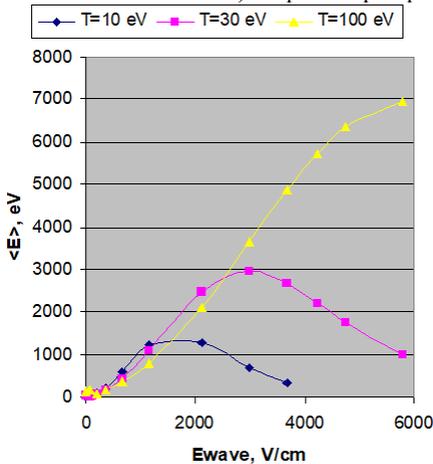


Рис. 3. Зависимость средней энергии отраженных электронов от амплитуды поля СВЧ волны при различных начальных значениях температуры электронов

Несложно оценить среднее время взаимодействия электронов с зоной ЭЦР. Видно, что эффективное время взаимодействия зависит как от температуры электронов, так и от амплитуды поля волны. При невысокой температуре наблюдается ярко выраженный максимум. По всей видимости, при большой амплитуде поля волны электроны отражаются задолго до достижения ЭЦР зоны.

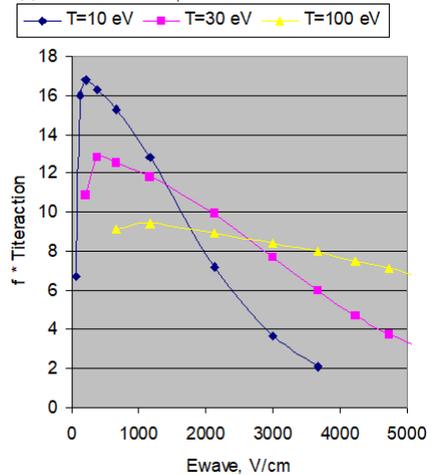


Рис. 4. Эффективное время взаимодействия электронов с зоной ЭЦР

Заключение

Использованный в работе полуаналитический метод решения уравнения движения электронов обладает существенными преимуществами по сравнению с обычно используемым методом Рунге-Кутты, но и его можно (и нужно) улучшить.

Моделирование показало, что достаточно мощное СВЧ излучение приводит к отражению электронов непосредственно от зоны электронного циклотронного резонанса даже в том случае, если изначально они попадали в конус потерь.

Оказалось, что изменение энергии электронов зависит не только от мощности СВЧ излучения, но и от скорости нарастания магнитного поля вблизи зоны ЭЦР, а также от начальной энергии электронов. При этом зависимость изменения энергии электронов (усредненной по большому количеству частиц) от амплитуды поля СВЧ волны имеет ярко выраженный максимум. При большой амплитуде поля СВЧ излучения основная часть электронов отражается еще до области ЭЦР. Расчеты показывают, что среднее время эффективного взаимодействия электронов с ЭЦР зоной порядка 10 периодов СВЧ поля.

- [1] Скалыга В.А., Голубев С.В., Изотов И.В. // Прикладная физика. 2019. №. 1.
- [2] Голубев С.В., Зорин В.Г., Водопьянов А.В. и др. Патент на изобретение RU 2480858 С2, 27.04.2013. Заявка № 2011130435/07 от 22.07.2011.
- [3] Семенов Е.С., Юнаковский А.Д. // Известие вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, №. 12. С. 799.
- [4] Greenwood A.D. // The Open Plasma Phys. J. 2010. Vol. 3. P. 42.

Секция «Электродинамика»

Заседание секции проводилось 16 мая 2024 г.
Председатель – А.В. Кудрин, секретарь – О.В. Мартынова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«КВАНТОВАЯ РАДИОФИЗИКА И ЛАЗЕРНАЯ ОПТИКА»

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

КВАНТОВЫЕ КАСКАДНЫЕ ЛАЗЕРЫ INGAAS-INALAS В СХЕМАХ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ $ZnGeP_2$

Ф.Ю. Тихомиров, И.В. Лапшин, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Создание лазерных источников излучения в среднем ИК-диапазоне на сегодняшний день является весьма актуальной задачей ввиду небольшого количества систем, излучающих в этой полосе спектра. В данном спектральном диапазоне присутствует поглощение излучения на колебательно-вращательных переходах газовых соединений, в связи с чем источники излучения в этом диапазоне применяют в спектроскопии для определения состава молекулярных соединений. С другой стороны, излучение систем среднего ИК-диапазона может соответствовать полосам прозрачности атмосферы, поэтому освоение излучателей на такой длине волны представляет интерес для открытых протяжённых систем, таких как LIDAR или различных оптических систем связи. Также лазеры, излучающие в среднем ИК-диапазоне, применяются в медицине и военной технике.

Типичными вариантами лазерных систем, излучающих в среднем ИК-диапазоне, являются полупроводниковые квантово-каскадные лазеры (ККЛ) [1] и параметрические генераторы света (ПГС). В отличие от инжекционных лазеров, в ККЛ длина волны излучения определяется не шириной запрещённой зоны активной области, а толщиной потенциальных барьеров и шириной квантовых ям. При изготовлении ККЛ можно довольно легко изменять эти параметры, ввиду чего будет изменяться длина волны излучения. Этот факт делает такие лазеры очень перспективными источниками излучения для освоения новых диапазонов с помощью схем ПГС.

Целью данной работы было проведение анализа особенностей работы опытных образцов отечественных каскадных лазеров на полупроводниковой сверхрешетке InGaAs – InAlAs (ФТИ им. Иоффе, С.-Петербург) и оценка эффективности использования данного варианта излучателей в схеме ПГС на основе кристалла $ZnGeP_2$ для получения генерации в диапазоне 6 – 8 мкм или в схеме, использующей непосредственное прямое усиление излучения квантово-каскадного лазера ($\lambda \sim 4,6$ мкм) в ПГС на основе $ZnGeP_2$ с накачкой лазером Но:YAG.

Одним из самых популярных кристаллов, использующихся для нелинейных преобразований излучения в ближнем и среднем ИК-диапазоне является положительный кристалл $ZnGeP_2$. Он обладает большой нелинейностью и теплопроводностью, а также высокой лучевой прочностью. Также кристалл обладает хорошей прозрачностью в диапазоне от 2 до 8,5 мкм.

На предварительном этапе исследований был реализован эксперимент, в котором кристалл ZGP накачивали гольмиевым лазером, длина волны излучения которого равна 2,091 мкм [2]. Для данной волны накачки был найден угол синхронизма в кристалле ZGP и построен график зависимости длины выходных волн от угла между оптической осью кристалла и направлением излучения (см. рис. 1). Вертикальной

линией отмечен угол, под которым вырезан кристалл. В результате получилось добиться перестройки сигнальной волны в пределах 3,729 – 3,930 мкм с хорошими характеристиками самого пучка, холостой – 4,54 – 4,67 мкм. Пороговая интенсивность излучения накачки, при которой наблюдается ПГС, составила 637 кВт/см².

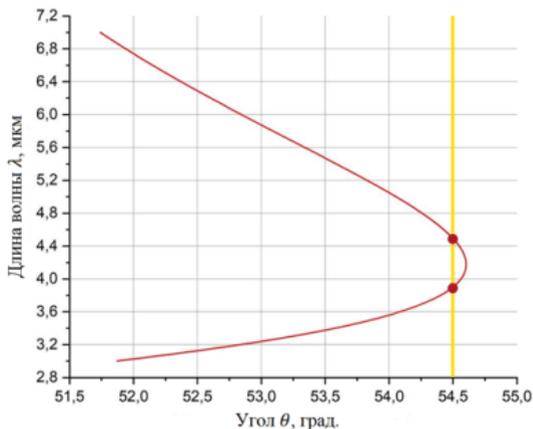


Рис. 1

Было проведено экспериментальное исследование излучательных характеристик ряда образцов отечественных импульсных ККЛ, генерирующих излучение в диапазоне 4,5 – 4,7 мкм. Лазер представлял собой сверхрешетку на последовательных каскадах, выращенных на структуре InGaAs – InAlAs, ширина активного слоя составляла 40 мкм, рабочий режим тока накачки и длительности импульса питания составлял от 0 до 5 А и от 50 до 500 мкс, соответственно. Акцент делался на изучении параметров, которые могут повлиять на эффективность его использования в схемах ПГС, в частности - на уровне пиковой мощности излучателя и на поляризационных характеристиках излучения. На рисунке 2 представлены выходные ватт-амперные характеристики ККЛ при разных рабочих температурах и типичный спектр излучателя. Результаты измерений показывают, что на данный момент отечественные лазеры харак-

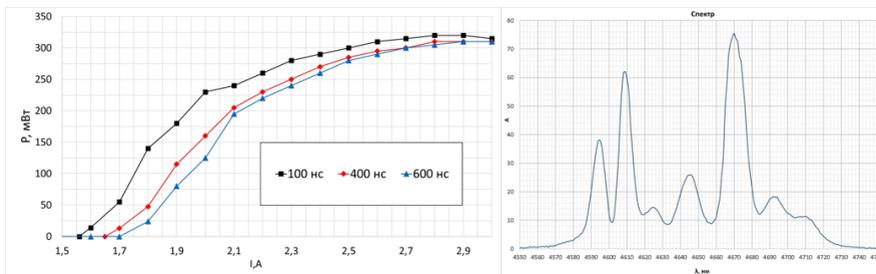


Рис. 2

теризуются как правило многомодовым спектром и относительно невысокими с точки зрения нелинейных преобразований уровнями мощности (порядка 300 мВт с каждой грани).

Для исследования поляризационных свойств излучателя был собран поляризатор, представляющий собой пару пластин ZnSe, расположенных под углом Брюстера по отношению к лазерному пучку. Проведенные нами расчеты показывали, что с учетом высокого значения коэффициента преломления для ZnSe в среднем ИК-диапазоне, значение угла Брюстера составляет $\sim 69^\circ$, а обеспечиваемая степень поляризации от системы из двух пластин составляет примерно 6:100, что вполне достаточно для проведения измерений с излучением использованных ККЛ. Проведенная предварительная калибровка сформированного поляризатора, выполненная на He-Ne – лазере, подтвердила наличие поляризационного эффекта данным элементом на уровне лучше 1:15. На рисунке 3 представлены измеренные значения степени поляризации излучения ККЛ при разных режимах питания. Можно утверждать, что наблюдаемые значения показывают наличие поляризации лазерного пучка ККЛ, близкой к линейной, особенно в области порога генерации. С другой стороны, исследованная конфигурация ККЛ с относительно широкой полоской активного слоя (40 мкм) приводит, по-видимому, как к расширению спектра излучения за счет появления семейства поперечных мод (кроме основной моды нулевого порядка), так и к соответствующему снижению степени поляризации в таком режиме генерации. Такого рода неконтролируемые изменения поляризации могут оказаться нежелательными факторами при использовании пучка излучения ККЛ при прохождении нелинейного

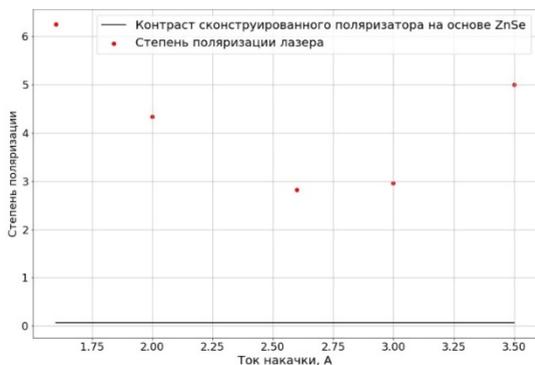


Рис. 3

кристалла ZnGeP_2 в схемах ПГС.

Пространственные параметры пучка излучения образцов ККЛ были исследованы с помощью прибора Ругосам III (камера диагностики пучка лазерного излучения). Пространственное разрешение данной системы составляет 100×100 мкм (размер пикселя в матрице), чувствительность элементов – не хуже 0,3 мкВт на пиксель.

На рисунке 4 представлена типичная картина пространственного поперечного распределения интенсивности ККЛ, полученная в результате обработки изображения пучка на приемной матрице измерителя. Размер каустики излучения w_0 после фокусировки линзой с фокусом 1,25 см рассчитывался из зависимости угловой дифракционной расходимости поперечного профиля пучка $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$ как функции расстояния до приемника. Оценки показывают, что при использовании короткофокусной коллимирующей оптики диаметр пучка в стяжке составляет 0,5 мм. При этом поперечная структура пучка оказалась близка к гауссовскому распределению по радиусу (см. рис. 4).

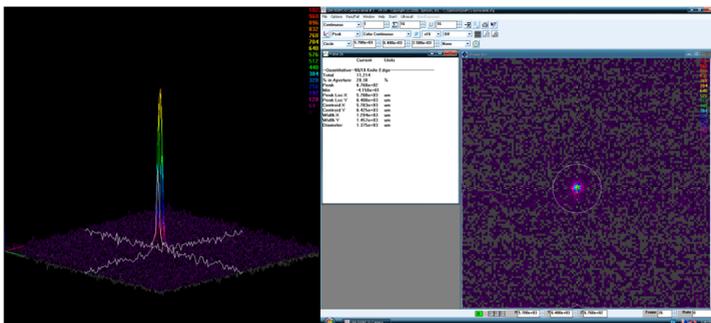


Рис. 4

Таким образом, при идеальной фокусировке каскадного лазера можно надеяться на реализацию пиковой интенсивности ≥ 240 кВт/см². Тем не менее, следует отметить, что такой уровень интенсивности гораздо меньше указанного выше порогового значения интенсивности в схеме ПГС на кристалле ZnGeP₂, продемонстрированный для накачки мощным Ho³⁺: лазером [3]. Это означает, что аналогичная схема ПГС, выполненная с применением возбуждения кристалла излучением каскадного лазера, на данном этапе не представляется осуществимой. Для реализации такого нелинейного преобразования требуется дальнейшее увеличение пиковой мощности излучения ККЛ как минимум в 2 - 3 раза при сохранении идеальной поперечной структуры пучка и высокой степени поляризации излучения.

Другое направление использования ККЛ в схемах ПГС включает возможность прямого усиления излучения лазера при использовании настройки исходной схемы ПГС с накачкой от гольмиевого лазера на частоту «холостой» волны, совпадающей со спектром ККЛ, продемонстрированное в работе [3]. При пропускании лазерного излучения ККЛ через отъюстированную соответствующим образом схему ПГС можно надеяться на реализацию прямого усиления мощности излучения в пределах спектральной линии ККЛ на один - два порядка, что, несомненно, является важным фактором, расширяющим возможности применения лазерного излучения в системах среднего ИК-диапазона.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Андронов А.А., Гордин А.И., Зинченко Д.И. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 8-9. С. 742.
- [2] Мартынова О.В., Шахин Р., Курашкин С.В. и др. // Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 15—25 мая 2023 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. С. 38.
- [3] Выскубенко О.Б., Гаранин С.Г., Захаров Н.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2023. Т. 49, вып. 21.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ СТЕКОЛ ZBLAN ДОПИРОВАННЫХ ИОНАМИ Er^{3+}

А.В. Валентюк, А.В. Маругин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Допирование различных аморфных структур ионами редкоземельных металлов активно используется для создания активных сред для волоконных лазеров, а также для создания ретрансляторов в линиях оптоволоконной связи. Для инфракрасного диапазона часто используется стекло ZBLAN, допированное ионами Er^{3+} , ввиду широкой полосы пропускания данного соединения в этом диапазоне. Кроме того, эрбий обладает сильным переходом на 1,5 мкм, что позволяет использовать его в качестве ретранслятора в линиях оптической связи. Отдельный интерес представляет изучение возможности использования эрбия в качестве активной среды для волоконных лазеров в среднем инфракрасном диапазоне. Для того, чтобы оценить возможность создания инверсии населенностей на уровнях эрбия, требуется знать такие параметры, как вероятность спонтанного излучения, время жизни активных центров на уровнях и коэффициент ветвления. Однако, энергетическая структура редкоземельных металлов не позволяет рассчитать данные параметры теоретически, так как $n=5$ и $n=6$ заполненные электронные оболочки экранируют незаполненную $4f$ - оболочку от внешнего воздействия. Для решения данной проблемы Джадд и Офельт с помощью матричной алгебры предложили схему анализа для расчета вероятности спонтанного излучения с помощью так называемых параметров Джадда-Офельта, которые можно рассчитать с помощью регрессионного анализа и экспериментальных данных сечения поглощения [4].

Данная работа посвящена исследованию стекла ZBLAN, легированного ионами Er^{3+} с помощью анализа Джадда-Офельта и оценке данного соединения в качестве перспективной активной среды для лазерных систем.

Анализ Джадда-Офельта

Transition	λ, nm	A_{ED}, s^{-1}	A_{MD}, s^{-1}	A, s^{-1}	β	τ, mks
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1533	59.3	39.5	98.8	1	10113
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$	2686	10.5	7.9	81.67	0.22	12240
$^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	976	63.27			0.77	
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	4629	0.55	1.17	96.12	0.018	10403
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1739	21.42			0.22	
$^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	811	72.9			0.75	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	3553	8.22		197.6	0.041	5060
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1973	1.79			0.009	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	1137	71.19			0.36	
$^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	653	116.4			0.58	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4F_{7/2}$	3196	0.14		285.7	0.06	3539
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	1719	17.36			0.0005	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	1239	8			0.02	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	848	82.6			0.29	
$^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{3/2}$	548	179.3			0.61	
$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$	795	69		2828	0.03	353
$^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$	522	2759			0.97	

Рис. 1

Для проведения анализа Джадда-Офельта были получены необходимые экспериментальные данные и рассчитаны спектры сечения поглощения для различных вариаций стекол ZBLAN. Далее, на их основе были составлены выражения для сил линий осцилляторов (характеристик переходов активных центров) [1]. С использованием языка программирования Python и библиотеки linalg, был реализован

регрессионный анализ, основанный на методе наименьших квадратов. Его результатом стал набор параметров Джадда-Офельта, с помощью которых были рассчитаны все искомые параметры среды. На рис. 1 приведены результаты вычислений отдельных переходов в ZBLAN 1% Er³⁺. Полученные значения рассчитанных параметров соответствуют результатам, приведенным в статье [3].

Экспериментальные результаты и обсуждение

Для измерения кинетики на эксперименте была предложена следующая схема (рис. 2)

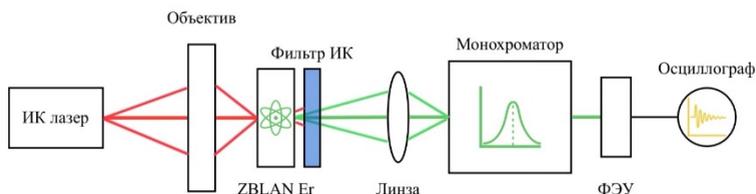


Рис. 2

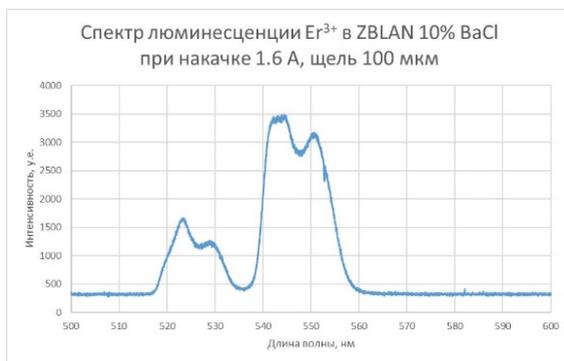


Рис. 3

Для накачки использовался полупроводниковый лазер на длине волны 980 нм, который оптимально попадал в пик поглощения эрбия. Явление ап-конверсии обеспечивало возбуждение на более высокие энергетические уровни, и люминесценция наблюдалась в видимой части спектра. В результате с помощью монохроматора был сняты спектры люминесценции (рис. 3), а на осциллографе измерены времена жизни на возбужденных уровнях. На спектре были видны два явных пика в районе зеленой части спектра, а также слабые пики в районе красной и синей части.

В импульсном режиме излучения лазера были получены осциллограммы люминесценции. С их помощью было измерено время жизни активных центров на уровне, характеризующееся временем спада люминесценции в e раз. Оно оказалось на 20%

меньше, чем время, определенное в результате проведенного нами анализа Джадда-Офельта.

Данный факт обусловлен тем, что теория Джадда-Офельта рассматривает только спонтанный механизм излучения и не учитывает безызлучательных процессов, которые всегда присутствуют. Примерами этих процессов могут быть взаимодействия с фононами матрицы, миграция ионов и их кросс-релаксация. Эти явления уменьшают время жизни активных центров.

Таким образом, сводная таблица времен жизни для соединений выглядит следующим образом (рис. 4).

Matrix/Energy level	${}^4I_{13/2}$	${}^4I_{11/2}$	${}^4I_{9/2}$	${}^4F_{9/2}$	${}^4S_{3/2}$	${}^4H_{11/2}$
ZBLAN	10.1 ms	12.2 ms	10.4 ms	5 ms	3.5 ms	0.3 ms
ZBLAN 10% $BaCl_2$	9.2 ms	10.4 ms	11 ms	4.4 ms	2.9 ms	0.3 ms
ZBLAN 10% $NaCl$	9.8 ms	11.3 ms	12.5 ms	4.9 ms	3.2 ms	0.3 ms
TWEL	1.9 ms	1.46 ms	1.42 ms	0.5 ms	0.4 ms	0.02 ms

Рис. 4

Выделены те переходы, на которых возможно реализовать инверсию населенностей, так как время жизни на более верхних уровнях больше, чем на нижележащих. Таким образом, при подборе накачки с целью обеспечить заселение верхних уровней и нивелировать эффект ап-конверсии (который будет паразитным в данном случае, так как будет уменьшать населенность верхних уровней), на данных переходах есть возможность создания аналогов трех или четырехуровневой схемы. Переходы между этими уровнями позволяют получить излучение на длинах волн 1.7 мкм, 2.7 мкм и 4.4 мкм. Однако, для более точной оценки возможности создания лазера на этих переходах требуется определить влияние безызлучательных процессов на скорость опустошения верхнего уровня, например, с помощью рамановской спектроскопии.

В итоге можно сделать вывод, что анализ Джадда-Офельта позволяет получить близкие к реальности значения основных параметров активной среды и с его помощью можно производить первичную оценку соединения для использования его в различных целях.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Walsh Brian M. // *Advances in Spectroscopy for Lasers and Sensing*. 2005. P. 403.
- [2] Carnall W.T. et al. // *Journal of Chemical Physics*. 1968. Vol. 49. P. 4424.
- [3] Piatkowski D., Mackowski S. // *Optical Materials*. 2012. Vol. 34, Iss. 12. P. 2055.
- [4] Judd B.R. // *Phys. Rev.* 1962. Vol. 127. P. 750.

РАЗРАБОТКА ОДНОЧАСТОТНОГО Cr:ZnSe ЛАЗЕРА В ИНТЕРЕСАХ ЛАЗЕРНОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

**Н.Г. Захаров, В.И. Лазаренко, А.С. Сафронов,
Е.В. Салтыков, А.В. Правдынюк**

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Селективная лазерная фотоионизация атомов в парах металлов – эффективная технология промышленного производства изотопов, широко применимых в ядерной медицине для диагностики и лечения онкозаболеваний различного типа [1]. Традиционным инструментом лазерного разделения изотопов служат лазеры на красителях, генерирующие излучение в широком диапазоне видимого электромагнитного спектра. Но поскольку в части эксплуатационных характеристик лазеры на красителях существенно уступают твердотельным лазерам, то последние заменяют их при появлении возможной альтернативы. Так лазеры на красителях ближнего инфракрасного диапазона были практически полностью вытеснены титан-сапфировым лазером. Однако в видимой области спектра не существует твердотельных источников, перестраиваемых в широком диапазоне. Более того, не существует эффективных твердотельных источников, способных генерировать необходимое излучение за счет генерации второй гармоники.

На наш взгляд, решить поставленную задачу можно путем генерации четвертой гармоники излучения Cr:ZnSe лазера. Действительно, Cr:ZnSe / Cr:ZnS лазеры являются высокоэффективными устройствами как генерации, так и усиления излучения в спектральной области от 2 до 3 мкм [2], что позволяет перекрыть диапазон от 500 до 750 нм методом нелинейного преобразования. Для реализации указанного подхода необходимо создать задающий генератор на основе активной среды Cr:ZnSe, импульсно-периодическое излучение которого можно будет впоследствии усилить и преобразовать в видимый диапазон. Поскольку селективная фотоионизация изотопов возможна лишь одночастотным излучением, спектральная ширина которого ограничена лишь длительностью импульса, то при создании задающего генератора необходимо решить две проблемы: устранить стоячие волны в резонаторе, препятствующие генерации одночастотного излучения вследствие эффекта т.н. «выжигания дыр», и обеспечить селекцию излучения в широком спектральном диапазоне.

Стандартный подход, широко применяемый в непрерывных Cr:ZnSe лазерах, предусматривает использование дифракционной решетки в качестве одного из зеркал кольцевого резонатора. Оптическая схема непрерывного одночастотного Cr:ZnSe лазера [3] приведена на рисунке 1.

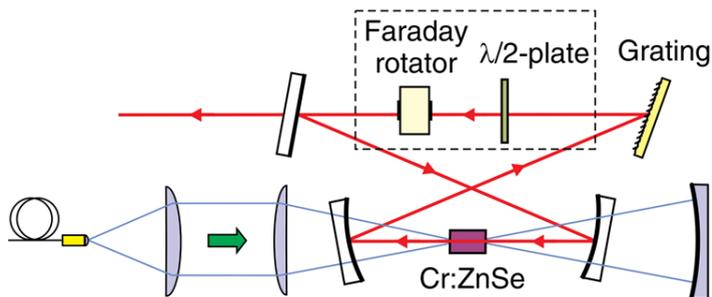


Рис. 1

На наш взгляд, указанная схема обладает некоторыми недостатками. Дифракционная решетка, даже при замене реплики на дорогой цельнометаллический элемент, будет ограничивать среднюю мощность излучения вследствие поверхностного тепловыделения. Кроме того, использование дифракционной решетки предполагает механическую селекцию длины волны излучения, что создает неудобства при эксплуатации. Изолятор Фарадея ограничивает энергию импульса излучения вследствие низкой лучевой стойкости.

Мы предлагаем использовать в качестве селективного элемента акустооптический фильтр (АОФ) на основе кристалла парателлуриата, позволяющий подстраивать длину волны излучения за счет изменения частоты подаваемого на пьезоэлемент напряжения, неподверженный нагреву и обладающий, по нашему опыту, высокой лучевой прочностью. Для устранения стоячих волн в резонаторе мы предлагаем использовать четверть волновые ячейки Поккельса [4], обеспечивающие круговую поляризацию излучения в активном элементе. Оптическая схема разработанного лазерного источника представлена на рисунке 2.

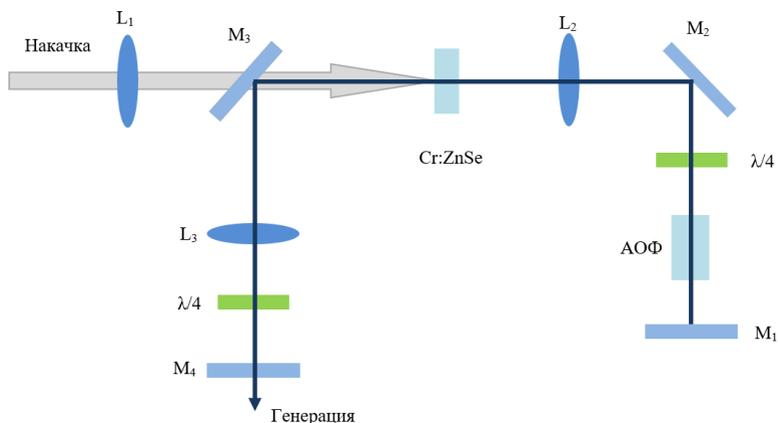


Рис. 2

В целях экспериментальной проверки предложенных технических решений был создан макет Cr:ZnSe лазера, который, впрочем, лишь частично соответствовал разработанной схеме, поскольку при его создании были использованы имеющиеся в наличии комплектующие. Так, в качестве источника накачки использовался непрерывный тулиевый волоконный лазер, генерирующий излучение с длиной волны $\lambda \sim 1,908$ мкм. АОФ и четверть волновые ячейки Поккельса были рассчитаны на работу в различных спектральных диапазонах и не могли быть использованы одновременно. Тем не менее, созданный макет позволил получить ряд экспериментальных результатов.

На рисунке 3 представлены спектры генерации Cr:ZnSe лазера при свободной генерации (без АОФ и ячеек Поккельса в резонаторе), с АОФ в резонаторе (без ячеек Поккельса) и с ячейками Поккельса (на месте АОФ в резонаторе размещалась пластинка ZnSe, расположенная под углом Брюстера). При свободной генерации ширина спектра составляла ~ 30 нм (спектр излучения представлен на рисунке 3 частично). В схеме с АОФ ширина спектра составляла ~ 1 нм, причем спектр излучения плавно перестраивался в зависимости от частоты подаваемого на пьезоэлемент напряжения. Измеренная ширина спектра в схеме с ячейками Поккельса составляла $\sim 0,5$ нм. Стоит отметить, что это соответствовало спектральному разрешению используемого прибора. При изменении управляющего напряжения спектр перестраивался скачками, более того хаотичные перестроения спектра наблюдались и при постоянном напряжении. Мы предполагаем, что в схеме с ячейками Поккельса, обеспечивающими круговое вращение поляризации в активном элементе, Cr:ZnSe лазер генерировал в одночастотном режиме, однако слабая спектральная селекция ячеек приводила к тому, что излучение хаотично перестраивалось с одной продольной моды резонатора на другую. Мы считаем, что одновременное использование АОФ и ячеек Поккельса в резонаторе позволит реализовать плавную перестройку одночастотного излучения.

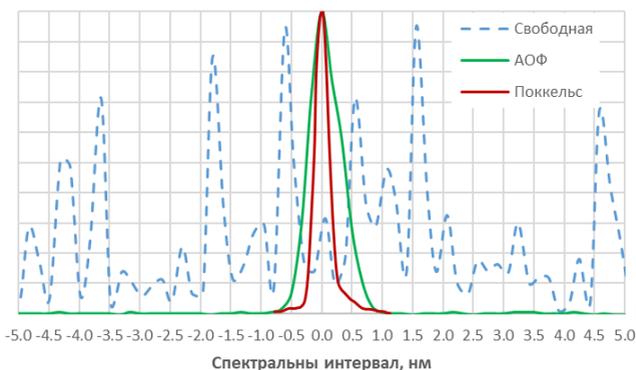


Рис. 3

На рисунке 4 представлены зависимости мощности излучения Cr:ZnSe лазера от мощности излучения накачки для трех режимов генерации.

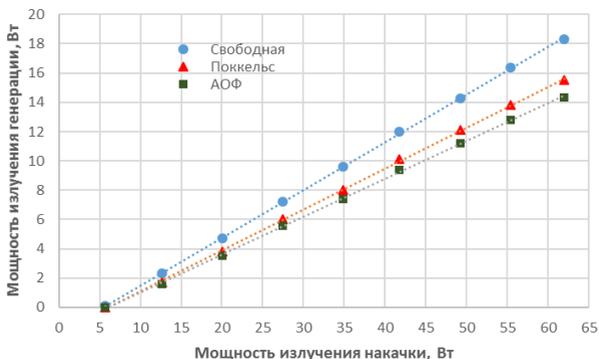


Рис. 4

Из графика видно, что в режиме свободной генерации Cr:ZnSe лазер генерирует излучение с дифференциальным КПД $\sim 32\%$. Внесение в резонатор АОФ и ячеек Погкельса приводит к снижению дифференциального КПД до значений $\sim 26\%$ и $\sim 28\%$, соответственно. Таким образом, внесение дополнительных элементов в резонатор приводит к приемлемому для задающего генератора снижению КПД генерации.

Представлена оптическая схема одночастотного импульсно-периодического Cr:ZnSe лазера, предназначенного для использования в установке для разделения изотопов путем генерации четвертой гармоники его излучения. Полностью электронное управление спектром генерации обеспечивается за счет внесения в резонатор оптических элементов с высокой лучевой прочностью: АОФ и четвертьволновых ячеек Погкельса. Представлены результаты экспериментов, демонстрирующие селекцию длины волны излучения с помощью АОФ, устранение эффекта «выжигания дыр» с помощью ячеек Погкельса при несущественном снижении КПД генерации.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] «Установка лазерного разделения изотопов для наработки весовых количеств ^{176}Yb ». АО «Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований». Каталог продукции. https://www.triniti.ru/upload/cat_web1.pdf
- [2] Sorokina I.T. // In: Mid-Infrared Coherent Sources and Applications / Ed. M. Ebrahim-Zadeh and I.T. Sorokina – Dordrecht: Springer, 2007. P. 225.
- [3] Coluccelli N., Cassinero M., Laporta P., Galzerano G. // Opt. Lett. 2012. Vol. 37, No. 24. P. 5088.
- [4] Danilin R., Fedorov V., Martyshkin D., Gafarov O., Mirov S. // Opt. Express. 2023. Vol. 31, No. 8. P.12686.

ND:YAG ЛАЗЕР С АКУСТО-ОПТИЧЕСКИМ МОДУЛЯТОРОМ ДОБРОТНОСТИ ДЛЯ НАКАЧКИ MgO-PPLN КРИСТАЛЛА

О.Г. Кашуркин, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Параметрический генератор света (ПГС) на кристалле MgO-PPLN позволяет получать излучение в диапазоне от 1,4 до 4,1 мкм с узким спектром и относительно высокой эффективностью. В данном диапазоне находятся области колебательно-вращательных переходов многих практически значимых молекулярных соединений, таких как углекислый газ, метан, аммиак и др. Благодаря малой расходимости излучения и возможности генерации в нескольких окнах прозрачности атмосферы, данный ПГС может использоваться в дальнометрии и системах беспроводной передачи данных. Наиболее подходящим источником для накачки MgO-PPLN является Nd³⁺:YAG лазер с длиной волны 1064 нм, работающий в режиме активной модуляции добротности.

Целью данной работы являлось разработка Nd³⁺:YAG лазера с акусто-оптическим модулятором добротности и оптимизация его характеристик для эффективной накачки MgO-PPLN кристалла.

Оптимизация генерационных характеристик Nd:YAG лазера

На рис. 1 представлена схема импульсно-периодического Nd:YAG лазера с акусто-оптическим модулятором добротности. Активный элемент (4) представлял из себя стержень 1%Nd³⁺:YAG диаметром 5 мм и длиной 20 мм с просветленными торцами, закрепленный в медный радиатор с активным охлаждением. Оптический резонатор был собран по классической L-образной схеме: (3) – дихроичное зеркало, глухое на 1064 нм и прозрачное на 808 нм; (5) – поворотное sp-зеркало, формирующее вертикальную поляризацию лазерного излучения, (7) – плоское выходное зеркало. Для накачки использовалась линейка лазерных диодов Coherent (1) мощностью до 30 Вт с волоконным выводом излучения. Излучение накачки фокусировалось в активном элементе в пятно диаметром 1 мм с помощью системы плоско-выпуклых линз (2). Импульсно-периодический режим работы лазера достигался за счет помещения внутрь резонатора акусто-оптического модулятора (АОМ) (6). Драйвер АОМ позволял регулировать частоту генерируемых лазерных импульсов от 1 до 30 кГц.

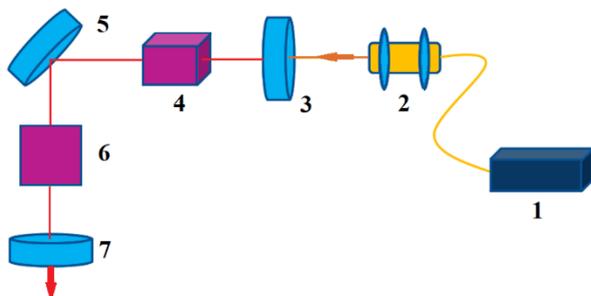


Рис. 1

Оптимизация резонатора проводилась с помощью подбора пропускания выходного зеркала, частоты следования импульсов и длины резонатора, обеспечивающих стабильную одномодовую генерацию при высокой выходной энергии. Наилучшее качество пучка и временная стабильность генерации были достигнуты при длине резонатора 20 см и частоте следования импульсов 10 кГц. Для данной конфигурации на рис. 2 представлена зависимость средней выходной мощности генерации от мощности одной линейки накачки для различных выходных зеркал.

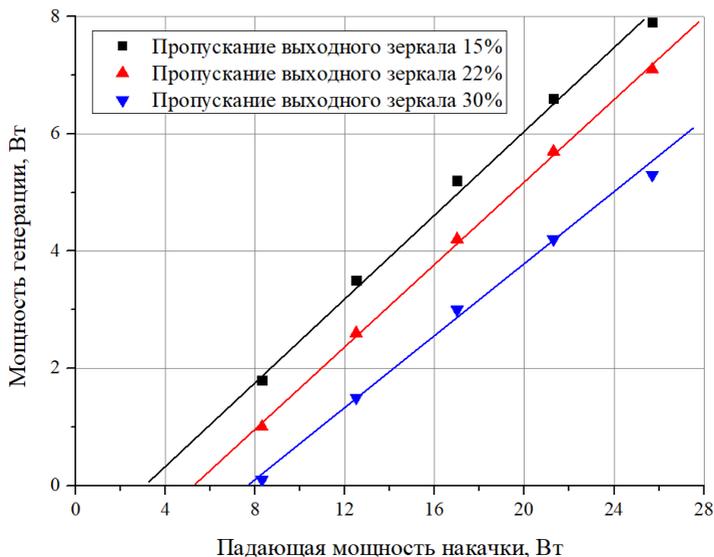


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что наибольшая мощность генерации была достигнута при использовании плоского выходного зеркала с пропусканием 15% на длине 1064 нм. Лазерное излучение на выходе из резонатора имело преимущественно вертикальную поляризацию с эллиптичностью 20:1, а расходимость не превышала 0.2 мрад.

Важным параметром при разработке задающего лазера для ПГС, в частности на кристалле MgO-PPLN, является высокая энергия в импульсе. Известно, что при использовании АОМ длительность генерируемых импульсов зависит от рабочей частоты модулятора. На рис. 3 представлена измеренная в эксперименте зависимость длительности импульсов генерации от частоты следования.

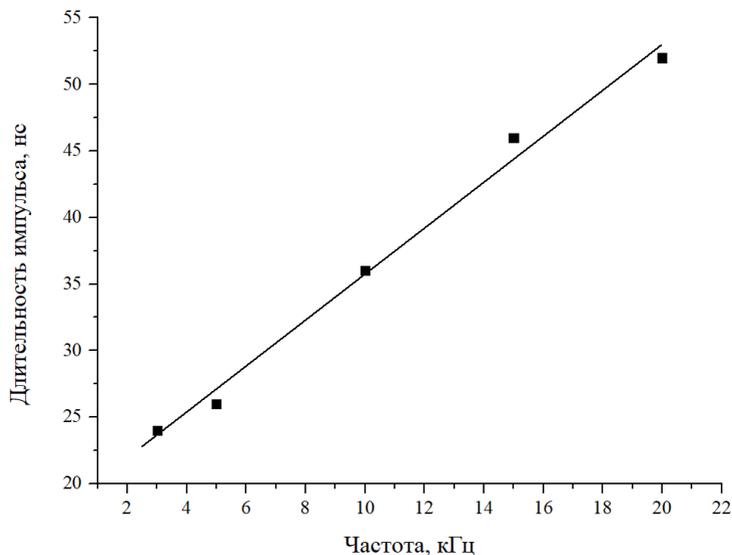


Рис. 3

Из рис. 3 видно, что длительность импульсов линейно растет с увеличением частоты следования, что делает режимы работы лазера с частотами более 10 кГц мало подходящими для накачки MgO-PPLN. При низких же частотах происходила сильная деградация средней выходной мощности, обусловленная в большей степени нежелательными термооптическими эффектами. Таким образом, наибольшей энергетикой обладают импульсы генерации Nd:YAG лазера при частотах от 3 до 10 кГц.

Созданный стендовый вариант импульсно-периодического Nd:YAG позволяет получать до 8 Вт средней мощности лазерной генерации при частоте следования импульсов до 10 кГц, что позволяет использовать его для эффективной накачки MgO-PPLN кристалла.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПГС НА КРИСТАЛЛЕ ZGP

Р.С. Петров, С.В. Курашкин, О.В. Мартынова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В настоящее время для параметрической лазерной генерации в среднем ИК-диапазоне с высокой выходной энергией широко используется нелинейно-оптический кристалл дифосфида цинка-германия ($ZnGeP_2$, ZGP). Нелинейная восприимчивость кристалла ZGP примерно в 160 раз больше ($d_{36} \sim 75$ пм/В) аналогичного показателя для кристалла KDP. Данный материал обладает высокой оптической прозрачностью в диапазоне 0.75 – 12 мкм, хорошей теплопроводностью и относительно высоким порогом лазерно-индуцированного повреждения. Указанные особенности позволяют надеяться разработать эффективный ПГС, перестраиваемый в диапазоне от 3 до 7 мкм, при использовании задающего лазера с длиной волны около 2 мкм.

Целью данной работы являлось изучение спектральных особенностей параметрической генерации на кристалле ZGP с $Ho:YAG$ лазером в качестве задающего источника.

Оптическая схема ПГС на кристалле ZGP

На рис. 1 представлена блок-схема экспериментальной установки ПГС на кристалле ZGP. В качестве задающего источника использовался $Ho^{3+}:YAG$ лазер, работающий на длине волны 2088 нм в режиме модуляции добротности, которая осуществлялась с помощью акустооптического модулятора ИТФ-ДРВ-68-40 с водяным охлаждением. Длительность импульсов составляла около 40 нс, при частоте следования 10 кГц. Кристалл ZGP, вырезанный под углом 54.5° к оптической оси, в форме прямоугольного параллелепипеда $5 \times 6 \times 20$ мм³ закреплялся на поворотном столике и помещался в плоскопараллельный оптический резонатор длиной 50 мм, образованный двумя дихроичными зеркалами. Излучение задающего лазера подавалось на кристалл через систему линз. Первая линза с фокусным расстоянием $F=180$ мм формировала коллимированный лазерный пучок, а вторая линза ($F=250$ мм) фокусировала лазерный пучок непосредственно на нелинейном кристалле. Диаметр перетяжки пучка накачки на кристалле составлял около 800 мкм. Для регистрации спектров ПГС использовался автоматизированный монохроматор МДР-41.

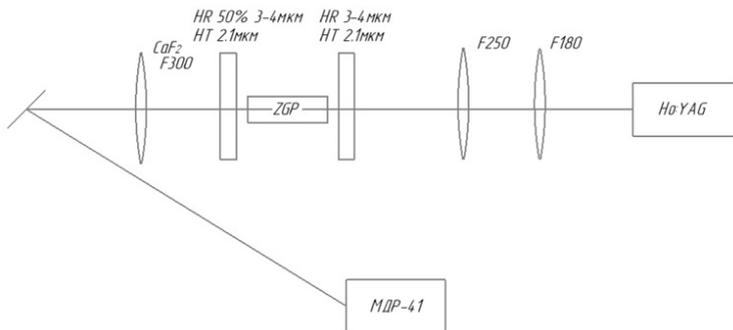


Рис. 1

Результаты и обсуждение

С помощью программного пакета Wolfram Mathematica была теоретически построена зависимость длин волн сигнальной и холостой волн в зависимости от угла синхронизма. Полученный результат представлен на рис. 2 (верхняя ветвь – холостая волна, нижняя ветвь – сигнальная волна).

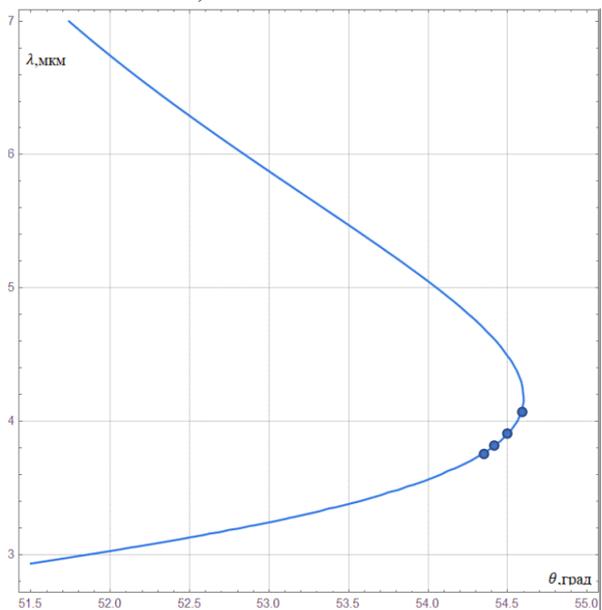


Рис. 2

Путём плавного поворота кристалла ZGP в горизонтальной плоскости была получена перестройка частоты сигнальной и холостой волн. На рис. 3 представлены типичные спектры сигнальной волны, полученные при различных угловых положениях нелинейного кристалла. В качестве детектора ИК-излучения на выходе монохроматора был установлен calorиметрический измеритель мощности Thorlabs S302C.

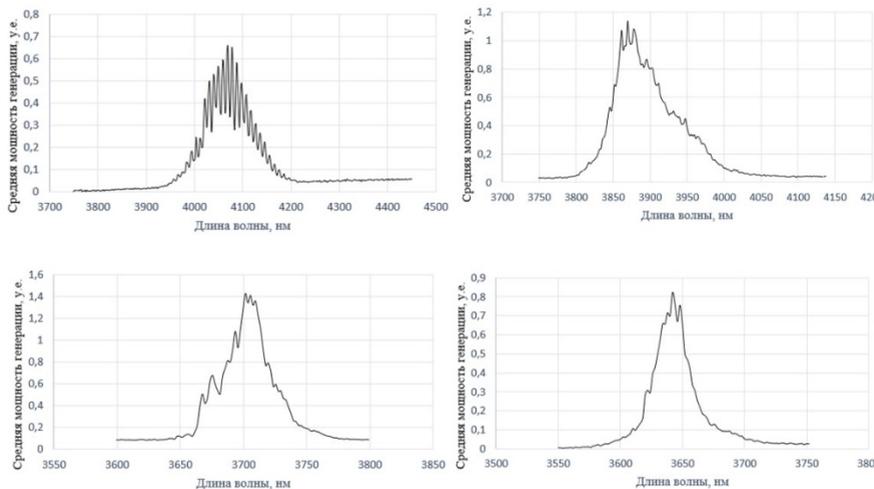


Рис. 3

Для достижения более узкой линии параметрической генерации внутрь резонатора был помещен селективный элемент в виде плоско-параллельной кремниевой пластинки толщиной 400 мкм. В данном случае пластинка должна была выполнять роль интерферометра Фабри-Перо (ИФП) с областью свободной дисперсии около 6 нм.

Результаты модификации формы спектра генерации представлены на рис. 4. Под цифрой (1) изображен спектр генерации без селективного элемента в резонаторе. Полная ширина спектра в этом случае составила более 300 нм, и была ограничена, главным образом, спектральными характеристиками зеркал резонатора. Под цифрами (2, 3, 4) изображены спектры, полученные с кремниевой пластинкой в резонаторе при различных угловых положениях. Следует отметить, что с изменением положения пластинки в резонаторе, изменяется ее оптическая толщина и, следовательно, область свободной дисперсии ИФП. Расстояние между спектральными максимумами во всех случаях составляло около 60 нм. Данный экспериментальный результат не коррелирует с теоретическими прогнозами при использовании кремниевго ИФП, что требует проведения дальнейших исследований возможности спектральной селекции излучения ПГС на кристалле ZGP.

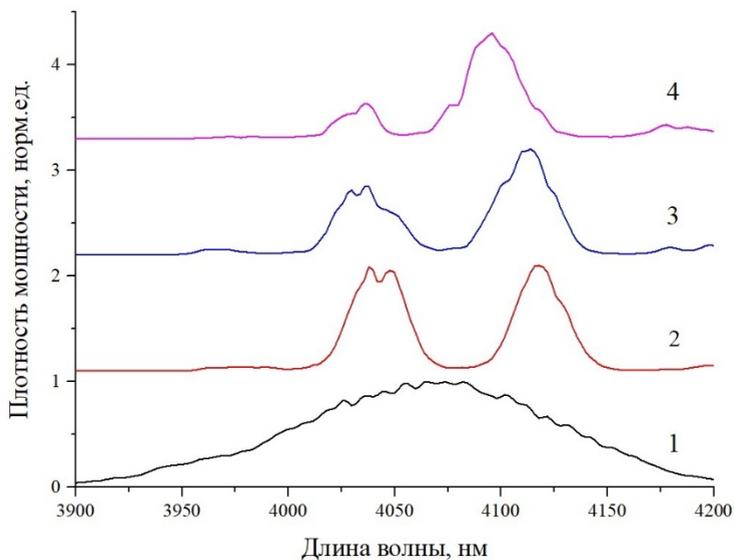


Рис. 4

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikogosyan D.N. Handbook of nonlinear Optical Crystals – Berlin: Springer-Verlag, 1995, 430 p.
- [2] Анохов С.П., Марусий Т.Я., Соскин М.С. Перестраиваемые лазеры – М.: Радио и связь, 1982, 360 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АП-КОНВЕРСИОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КЕРАМИКЕ $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - ЛАЗЕРА

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Современные лазерные системы используются и оказывают существенное влияние на развитие различных областей науки и технологий, таких как оптика, медицина, производство и исследования материалов. Определение оптических параметров лазерного пучка, таких как его интенсивность, форма, размер и положение фокуса, является ключевым фактором для оптимизации работы таких систем.

В последнее время все большую популярность приобретает использование ПЗС-камер для измерения различных параметров лазерного пучка. ПЗС-камеры применимы для высокоточных измерений и снимков, позволяя получать точные данные о лазерном пучке с высоким разрешением и скоростью, а также использовать цифровые способы обработки полученных данных. Явление ап-конверсионной люминесценции позволяет использовать различные матрицы, легированные ионами Ho^{3+} , для преобразования излучения в области длин волн 1,9-2,1 мкм в спектральный диапазон чувствительности ПЗС-камер с целью измерения пространственных характеристик лазерного пучка [1, 2].

В данной работе предлагается метод измерения расходимости пучка и качественная оценка распределения интенсивности профиля излучения $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - лазера с длиной волны $\lambda=1,94$ мкм посредством преобразования ИК излучения в видимый диапазон спектра в керамике $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$ и регистрацией преобразованного излучения с помощью камеры-ПЗС.

Схема эксперимента

Для проведения эксперимента использовалась две камеры. Камера с ПЗС матрицей Pulnix TM-7CN имеет следующие характеристики: разрешение сенсора 768×494 пикселей, размер пиксела 8,4×9,8 мкм, соотношение сигнал/шум более 50 дБ и динамический диапазон — 67 дБ. Камера Basler acA2500-14gm с КМОП матрицей имеет: разрешение сенсора 2592×1944 пикселей, размер пиксела 2,2×2,2 мкм, соотношение сигнал/шум — 38,3 дБ и динамический диапазон — 60,3 дБ. Экспериментальная схема измерительной установки изображена на рис. 1.

В качестве источника излучения использовался $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - лазер (1) с диодной накачкой, излучающий на длине волны 1,94 мкм в стационарном режиме генерации с выходной мощностью до 3 Вт. С помощью собирающей линзы (2) с фокусным расстоянием 100 мм пучок излучения фокусировался на образец керамики LiYF_4 (3), визуализирующий лазерный пучок. Образец располагался перпендикулярно направлению лазерного пучка. Вследствие явления ап-конверсии в керамике LiYF_4 лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 1,94$ мкм преобразовывалось в люминесценцию в видимом диапазоне спектра. С помощью собирающей линзы (4) с фокусным расстоянием 120 мм выполнялся перенос изображения пучка в образце на матрицу ПЗС-камеры (5), затем на

экране компьютера (6) формировалось изображение, которое представляло собой распределение интенсивности в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y .

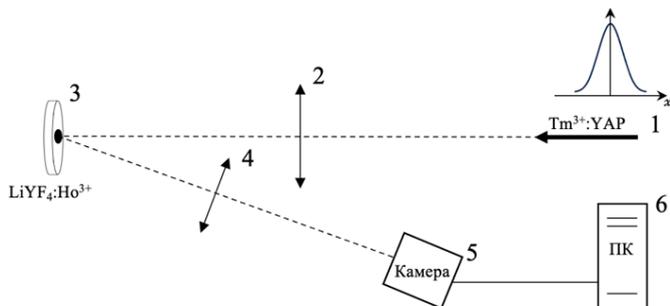
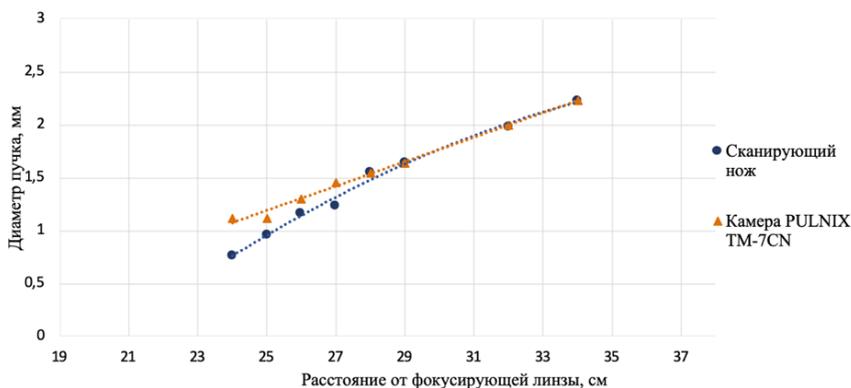


Рис. 1

Результаты и обсуждение

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

Зависимость диаметра лазерного пучка от расстояния до линзы представлен на рисунке 2.



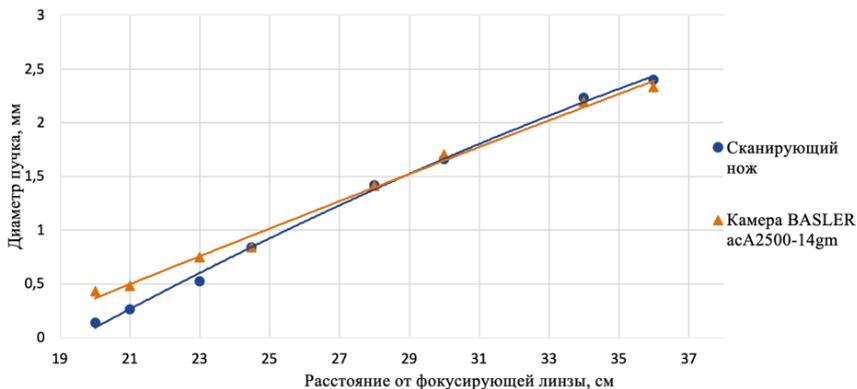


Рис. 2

Из полученных измерений видно, что камера Pulnix TM-7CN при диаметре пучка $\geq 1,24$ мм и камера Basler acA2500-14gm при диаметре $\geq 0,6$ мм обеспечивают измерение диаметра пучка с хорошей точностью. На рисунке 3 представлена перетяжка $Tm^{3+}:YAP$ – лазера, измеренная с учетом ограничения по точности измеряемого диаметра. Использовалась собирающая линза с фокусным расстоянием 300 мм, фокусирующая излучения на поверхность керамики.

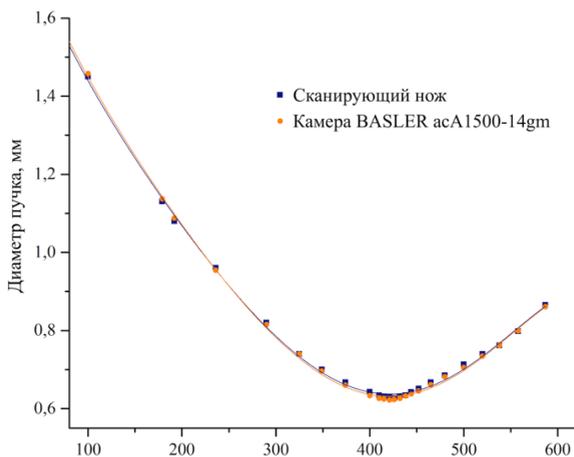


Рис. 3

Расходимость лазерного излучения при измерении с помощью камеры составила 2,3 мрад и совпала со значением, измеренным методом движущего резкого края.

Преимуществом использования камер для определения пространственных характеристик лазерного излучения, в сравнении с механическими методами, является возможность увидеть структуру профиля пучка в поперечном сечении в 2 двух проекциях. На рисунке 4 представлен профиль пучка в двух перпендикулярных друг другу сечениях x и y .

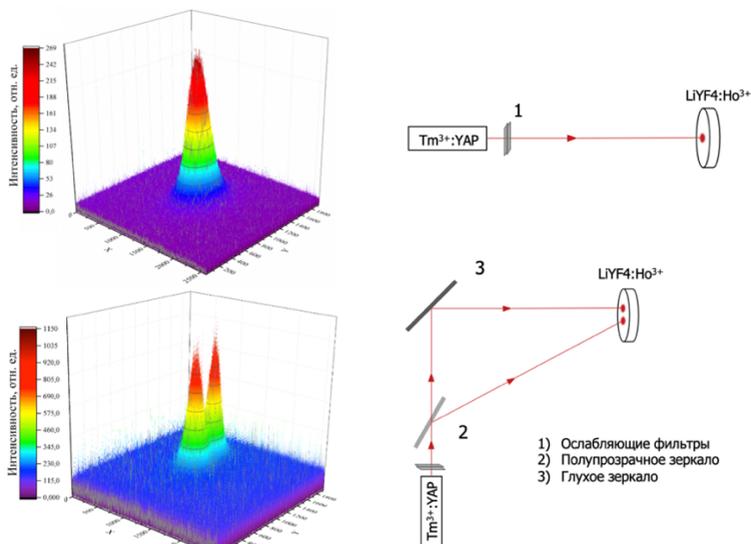


Рис. 4

Заключение

Таким образом, с использованием ПЗС-камеры, предложенным методом, была измерена расходимость излучения $\text{Tm}^{3+}:\text{YAP}$ - лазера с длиной волны генерации 1,94 мкм путем визуализации в керамике $\text{LiYF}_4:\text{Ho}^{3+}$, а также показана возможность качественной оценки распределения интенсивности пучка в поперечном сечении.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0003) за счет субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Савикин А.П., Перунин И.Ю., Курашкин С.В., Будруев А.В., Гришин И.А. // Оптика и спектроскопия. 2018 Т. 124, № 3. 312 с.
- [2] Сумачев К.Э., Шарков В.В., Савикин А.П., Гришин И.А. // Оптический журнал. 2020. Т. 87, № 05. 13 с.

АЛЕКСАНДРИТОВЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ

Р. Шахин^{1,2)}, А.П. Савикин^{1,2)}, О.Н. Еремейкин²⁾, А.С. Егоров²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ООО «Мелситек»

Введение

Александритовые лазеры находят применение в ряде областей эстетической медицины: эпиляция, коррекция пигментных пятен и удаление татуировок, лечение сосудистых патологий, удаление невусов Ота и др. Излучение александритового лазера воздействует на биологические ткани по принципу селективного фототермолиза. Это означает, что лазерный импульс активно поглощается клетками, содержащими меланин – пигмент, присутствующий в коже и волосах. При этом воздействие оказывается только на целевую область, без повреждения окружающих тканей.

Целью данной работы являлось создание рабочего прототипа александритового лазера с ламповой накачкой с выходной энергией более 100 Дж при длительности импульса 5 мс и системы доставки излучения для выполнения медицинских процедур.

Особенности конструкции александритового лазера

Активным элементом александритового лазера служит кристалл $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ в виде стержня, помещенный в двухламповый квантрон с активным водяным охлаждением. Источником возбуждения служат мощные импульсные ксеноновые лампы-вспышки, питаемые от батареи конденсаторов с запасенной электрической энергией около 3 кДж. Лазерный стержень и лампы располагаются как можно ближе друг к другу, а в качестве отражателя используется мелкодисперсный порошок сульфата бария с очень высоким показателем диффузного отражения. Негативное влияние ультрафиолетовой составляющей излучения ламп накачки практически полностью устраняется за счет использования легированного ионами церия кварцевого стекла в колбах ламп и конструкции квантрона. Зеркалами оптического резонатора служили диэлектрические покрытия с частичным и полным отражением на длине волны 750-760 нм, нанесенные на торцы лазерного стержня, что с одной стороны упрощало конструкцию и юстировку лазера, а с другой – приводило к высокой расходимости генерируемого лазерного излучения (около 40 мрад).

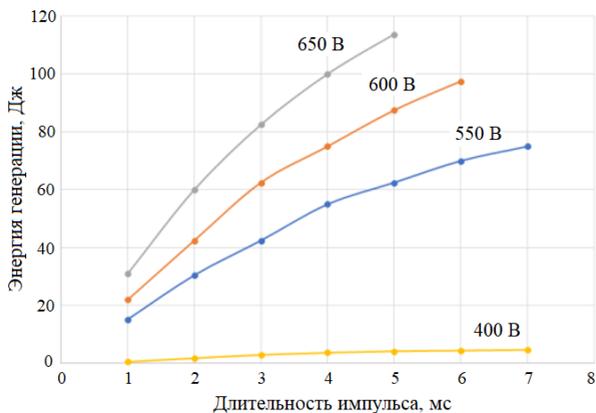


Рис. 1

На рис. 1 представлено семейство зависимостей энергии генерации от длительности импульсов накачки для различных значений разрядного напряжения. Максимальная энергия генерации 110 Дж была достигнута при длительности импульса 5 мс и напряжении разряда 650 В.

Следует отметить, что время жизни верхнего лазерного уровня и эффективное сечение излучения в алесандрите сильно зависят от температуры. С целью увеличения эффективности генерации экспериментально была измерена зависимость выходной энергии квантрона от температуры воды (рис. 2).

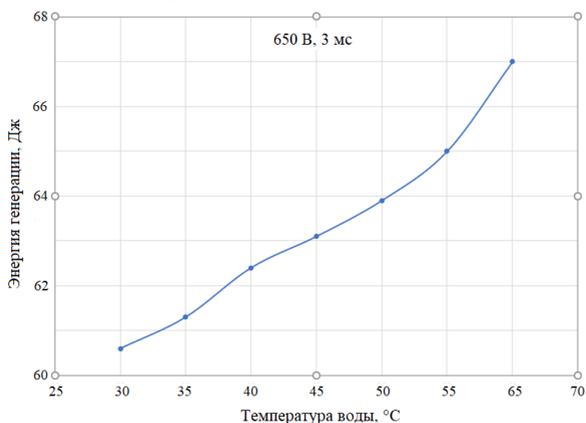


Рис. 2

Исходя из накладываемых ограничений на температуру эксплуатации элементов системы охлаждения и квантрона, а также разумного времени ожидания для выхода на рабочий режим, температура воды стабилизировалась на отметке 55 °С.

Система формирования Flat-Top профиля пучка

При проведении косметологических процедур с помощью alexandritового лазера крайне важно, чтобы поперечное сечение лазерного пучка имело квадратную форму, а распределение интенсивности было как можно более равномерным (Flat-Top пучок). Кроме того, для удобства работы оператора и возможности лазерной экспозиции труднодоступных участков тела важна гибкость системы доставки излучения. Необходимая для этих целей оптическая система на основе оптического волокна, кварцевой прямоугольной призмы $70 \times 5 \times 5$ мм³ и линзовой системы формирования изображения была смоделирована в среде разработки Zemax и успешно испытана. На рис. 3 представлены результаты моделирования поперечного профиля пучка alexandritового лазера в рабочей плоскости устройства. Разработанные манипулы позволили сформировать квадратные профили лазерного пучка размером 10×10 мм² и 18×18 мм².

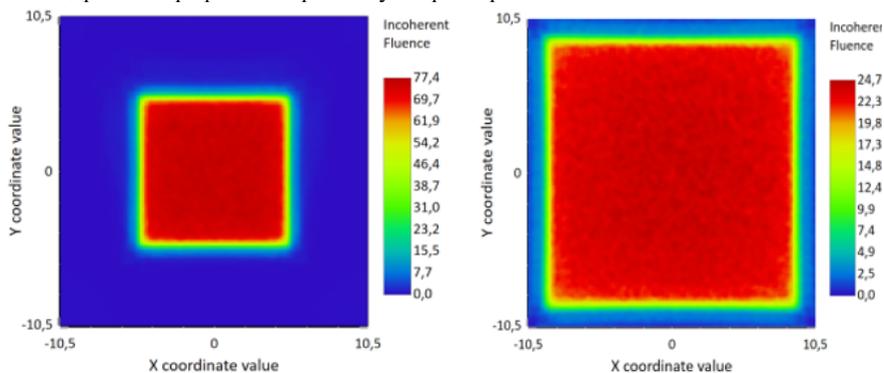


Рис. 3

СГЛАЖИВАНИЕ НЕОДНОРОДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ В ШИРОКИХ ПУЧКАХ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.Е. Киселев^{1,2)}, И.В. Яковлев²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Большинство сверхмощных фемтосекундных лазеров используют метод CPA [1] или OPCPA [2], ключевым элементом которых является компрессор на дифракционных решетках [3]. Традиционно применяется компрессор Трейси [4] с двумя парами параллельных решеток. Последняя четвертая решетка оказывается наиболее уязвимой к лазерному воздействию, так как фемтосекундные импульсы имеют более низкий порог пробоя, чем наносекундные. Более того “горячие точки” в лазерном пучке, вызванные дефектами оптики перед компрессором, ограничивают максимальную энергию излучения, требуя снижения энергии импульсов ниже порога оптического пробоя в этих точках.

В данной работе для решения проблемы пространственной модуляции интенсивности лазерного пучка предлагается использовать асимметричный неплоский однорешеточный компрессор chirпированных импульсов [6].

Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 1. Ti:sapphire лазер мог работать как в режиме генерации фс импульсов, так и в непрерывном режиме (CW). В фемтосекундном режиме лазер генерировал импульсы излучения с центральной длиной волны 905 нм и со спектральной шириной по полувысоте около 40 нм. Выходящий из лазера пучок расширялся телескопом и проходил через диафрагму диаметром 4 мм, которая обеспечивала квазиоднородный профиль пучка. Положение диафрагмы подбиралось таким образом, чтобы распределение интенсивности за диафрагмой оставалось равномерным и практически неизменным. Далее пучок направлялся в компрессор.

Компрессор был однорешеточным аналогом четырехрешеточного компрессора лазерной системы PEARL [7]: угол падения на решетку $\alpha = 43^\circ$, плотность штрихов $N = 1200$ штрихов/мм, расстояние между решетками по нормали $L = 135$ см. Конфигурация с использованием вертикального уголкового отражателя (ВУО) в компрессоре соответствует компрессору Трейси, в котором излучение распространяется в плоскости, перпендикулярной штрихам решетки, а пары решеток идентичны. Схема однорешеточного компрессора очень удобна для перенастройки ее в несимметричную схему, когда направление пучка на обратном проходе либо с помощью расстройки ВУО, либо с помощью дополнительного плоского зеркала М5 можно отклонить от направления, соответствующего симметричной схеме.

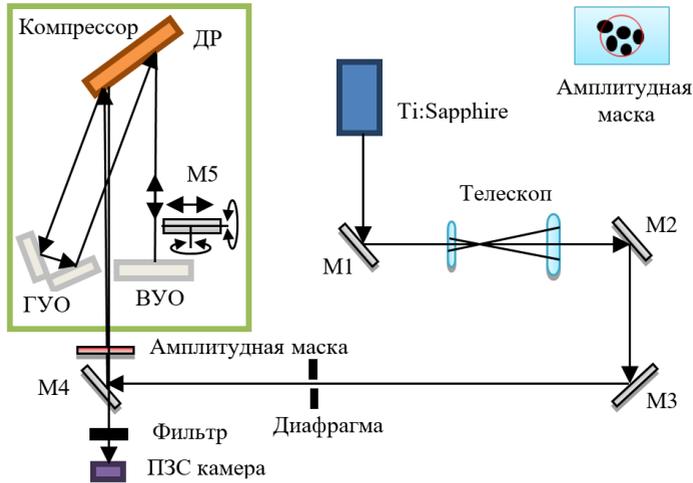


Рис. 1

Вместо ВУО мы использовали зеркало М5, отражающее пучок назад в горизонтальной плоскости на третий «удар» о дифракционную решетку, но под углом в вертикальной, что обеспечивало ненулевой угол между падающим и отраженным лучом от плоского зеркала: $\gamma_3 \neq 0$. На рисунке 2 приведены изображения пучков, прошедших как симметричный компрессор (рис. 2а), так и несимметричный компрессор (рис. 2б-2д).

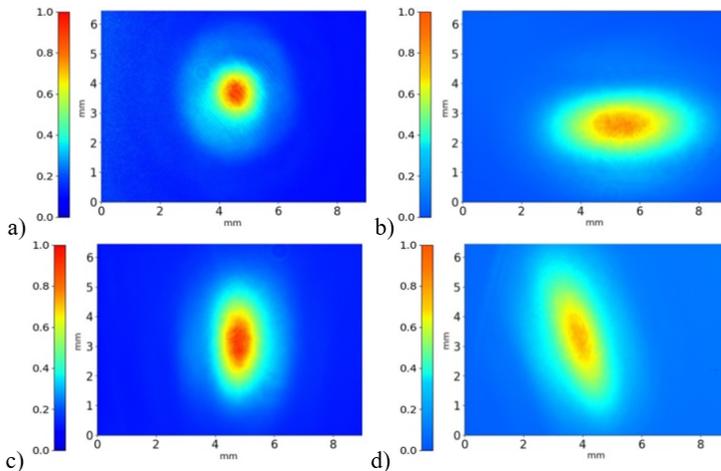


Рис. 2

На рис. 2а пучок круглый, пространственная дисперсия отсутствует. В фс режиме пучок расплывается в направлении, в котором нарушена симметрия компрессора (рис. 2b-2d) [6], [8]: в горизонтальном при $\gamma_3 = 0$, вертикальном при $\gamma_3 = 1.77^\circ$ и в диагональном при $\gamma_3 = 1.85^\circ$. Длина пробега пучка от диафрагмы до ПЗС-камеры составляла величину более 6.5 метров. Важно отметить, что эта длина пробега соответствует параметрам реального компрессора PEARL.

Эксперименты с нерегулярной случайной маской

На практике пространственное распределение интенсивности в пучке носит нерегулярный, зачастую случайный характер. Для исследования эффективности сглаживания пучка компрессором мы внесли в пучок нерегулярную амплитудную маску. Она представляла собой прозрачную стеклянную пластинку с нанесенными на нее в случайных местах несколькими непрозрачными точками диаметром 0,5-1 мм (см. рис. 1). В результате на выходе симметричного компрессора профиль пучка представлял собой нерегулярную структуру, как при непрерывном (рис. 3а), так и при фемтосекундном режимах генерации лазера. На рисунке 3b-3с показаны профили пучка для асимметричного компрессора в фемтосекундном режиме при $\gamma_3 = 0.66^\circ$, 0.8° , 1.11° .

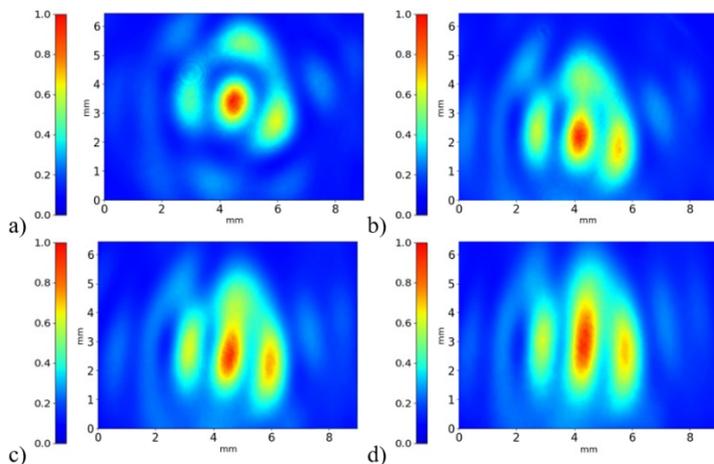


Рис. 3

На рис. 3b – 3с хорошо виден эффект размывания неоднородностей вдоль оси y при увеличении угла γ_3 .

Заключение

Выполнена серия экспериментов по исследованию сглаживания неоднородного лазерного пучка. Неоднородность создавалась с помощью амплитудной маски, расположенной перед компрессором, которая создавала нерегулярную структуру

флуктуаций. Экспериментально продемонстрировано сглаживание лазерного пучка в несимметричном компрессоре. Симметрия нарушалась за счет разных углов наклона плоского зеркала в горизонтальной плоскости, в вертикальной плоскости и в обеих плоскостях одновременно. Показана перспективность использования несимметричного в вертикальной плоскости компрессора, отличающегося от симметричного только тем, что угол падения на последнем проходе в вертикальной плоскости $\gamma_3 \neq 0$.

- [1] Strickland D., Mourou G. // *Optics Communications*. 1985. Vol. 56. P. 219.
- [2] Piskarskas A., Stabinis A., Yankauskas A. // *Sov. Phys. Usp.* 1986. Vol. 29. P. 869.
- [3] Yakovlev I.V. // *Quantum Electronics*. 2014. Vol. 44. P. 393.
- [4] Treacy E.B. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1969. Vol. 5. P. 454.
- [5] Bonod N., Neauport J. // *Advances in Optics and Photonics*. 2016. Vol. 8. P. 156.
- [6] Khazanov E. // *Laser Phys. Lett.* 2023. Vol. 20. P. 125001.
- [7] Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N. et al. // *Laser Physics Letters*. 2007. Vol. 4. P. 421.
- [8] Shen X., Du S., Liang W. et al. // *Applied Physics B*. 2022. Vol. 128. P. 159.

ШИРОКОПОЛОСНАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВО ФТОРИДНОМ СТЕКЛЕ ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺

В.А. Еголин, А.П. Савикин, С.В. Курашкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Из литературы хорошо известно, что материалы, легированные ионами редкоземельных элементов (РЗЭ), могут проявлять способность к фотолюминесценции в видимой области спектра. Явление ап-конверсионной люминесценции ионов РЗЭ в аморфных или кристаллических матрицах является одним из возможных эффективных методов визуализации ИК-излучения [1].

Изначально целью исследований являлся теоретический и экспериментальный анализ люминесцентных свойств фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺. Широкая полоса поглощения ионов Ho³⁺ из основного состояния на переходе ⁵I₈→⁵I₇ позволяла осуществлять возбуждение люминесценции видимой части спектра под воздействием излучения в диапазоне 1800-2150 нм. Присутствие в материале ионов Er³⁺ позволяло визуализировать лазерное излучение с длиной волны в области 1 мкм.

Фторидное стекло ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ проявило способность к явлению ап-конверсионной люминесценции под воздействием микронного и двухмикронного излучений. В частности, обнаружена красная и зелёная люминесценция ионов Er³⁺ и Ho³⁺ при лазерном возбуждении на длине волны 1,94 мкм. Однако во время эксперимента при определённых условиях образцы светились белым цветом, что нехарактерно для данных материалов. Полученный результат не являлся следствием смешения нескольких спектральных цветов, это была именно широкополосная люминесценция. Её исследованию и посвящена данная работа.

Экспериментальная часть

Приготовлена серия образцов фторидного стекла состава ZBLAN:1%Er³⁺+X%Ho³⁺ (X = 0,1; 0,25; 0,5; 1 мол.%). Они представляли собой полированные пластины размером 40×10×3 мм³. В качестве источника возбуждения использовался Tm³⁺:YAP лазер, работавший в импульсно-периодическом режиме (длина волны излучения 1,94 мкм). Частота следования импульсов изменялась в диапазоне от 500 Гц до 2 кГц (длительность импульсов генерации не превышала 400 нс), средняя мощность излучения варьировалась в пределах от 0,5 до 1 Вт. Измерение спектров люминесценции осуществлялось с помощью компактного спектрометра ASP-75m.

Результаты и обсуждение

Из изготовленной серии образцов при таких условиях возбуждения наибольшей интенсивностью люминесценции обладало стекло состава ZBLAN:1%Er³⁺+0,25%Ho³⁺. Для него были получены спектры люминесценции в диапазоне 200-1100 нм. Характерный вид одного из них приведён на рис. 1.

Спектр люминесценции представлял собой широкую полосу, которая простиралась от 250 до 850 нм, охватывая всю видимую часть спектра. На эксперименте это проявлялось в том, что стекло светилось белым цветом. Провалы в спектре

широкополосной люминесценции соответствовали линиям поглощения ионов Er^{3+} и Ho^{3+} . На фоне широкополосной люминесценции также выделялись узкие полосы в диапазонах длин волн 535-555 нм и 635-675 нм, обусловленные ап-конверсионной люминесценцией ионов РЗЭ. Наибольшую интенсивность

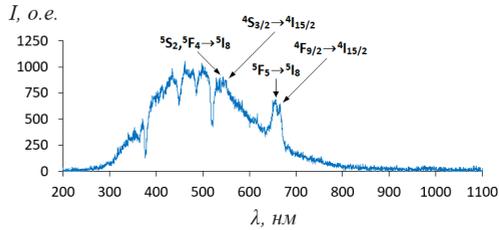


Рис. 1

имела красная линия на длине волны 655 нм, соответствующая переходам ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+} и ${}^5\text{F}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ ионов Ho^{3+} . Зелёная линия в области длины волны 545 нм соответствовала переходам ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ ионов Er^{3+} и ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ ионов Ho^{3+} .

Из всего вышеперечисленного можно сделать вывод, что широкополосная люминесценция обусловлена свечением матрицы. При этом обязательно присутствие легирующей примеси, так как нелегированное стекло ZBLAN не люминесцирует.

Важно сказать, что по прошествии нескольких секунд яркость белого свечения существенно ослабевала. Это выражалось в изменении спектра люминесценции. На рис. 2 представлена динамика изменения спектра люминесценции образца ZBLAN:1% Er^{3+} +0,25% Ho^{3+} при различных значениях пиковой мощности лазерного излучения. С течением времени широкополосная люминесценция полностью затухала. При этом цвет свечения стекла постепенно переходил из белого в красный.

Стоит отметить, что если образец сдвинуть, т.е. изменить место попадания лазерного луча на поверхность стекла, то эффект повторится вновь.

На рис. 3 представлены временные зависимости изменения спектра широкополосной люминесценции образца ZBLAN:1% Er^{3+} +0,25% Ho^{3+} при различных значениях

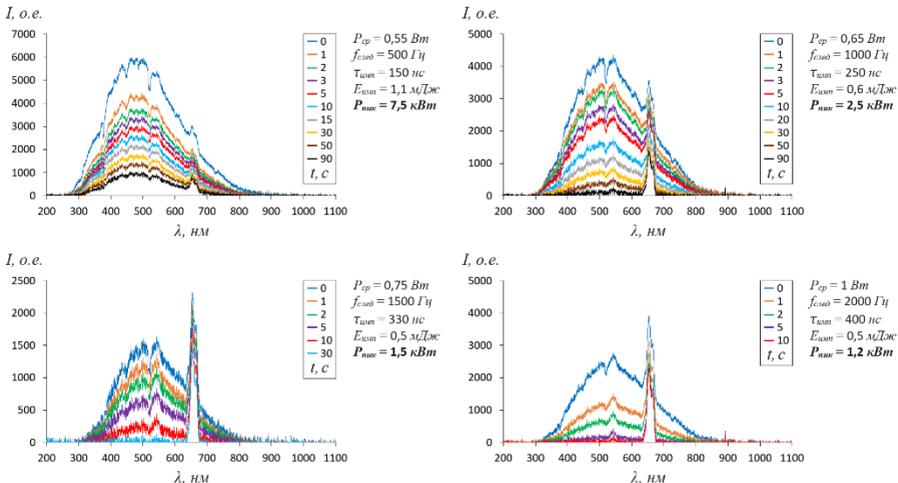


Рис. 2

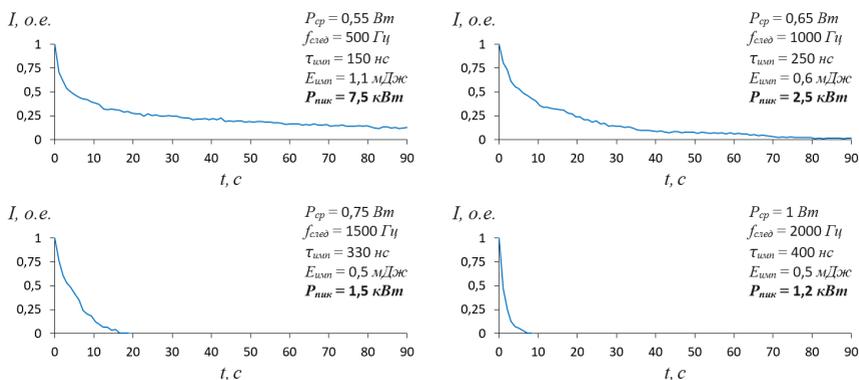


Рис. 3

пиковой мощности лазерного излучения. Можно сделать вывод, что при малых значениях пиковой мощности образец будет светиться красным цветом, а белое свечение наблюдаться не будет. Также можно сказать, что при увеличении пиковой мощности лазерного излучения образец дольше светится белым цветом.

Описанный выше эффект наблюдался во всей серии образцов фторидного стекла состава $ZBLAN:1\%Er^{3+}+X\%Ho^{3+}$ ($X = 0,1; 0,25; 0,5; 1$ мол.%). Различие между ними заключалось лишь в значениях пиковой мощности лазерного излучения, при которых возникла широкополосная люминесценция и появлялось белое свечение. Эксперименты, проведённые с другими стёклами ZBLAN, легированными ионами Er^{3+} , Ho^{3+} , Er^{3+}/Yb^{3+} , Ho^{3+}/Yb^{3+} , $Er^{3+}/Ho^{3+}/Yb^{3+}$, подобного результата не дали. Образцы, как и ожидалось, либо светились красным или зелёным цветом, либо не светились вообще.

Следует подчеркнуть, что подобный эффект наблюдался и при использовании другого твердотельного лазера. Был проведён качественный эксперимент с $Nd^{3+}:YAG$ лазером (длина волны излучения 1,06 мкм, длительность импульсов генерации порядка 15 нс), во время которого при достаточных значениях пиковой мощности всё также белым цветом светились только образцы серии $ZBLAN:Er^{3+}/Ho^{3+}$.

Похожая широкополосная люминесценция ранее наблюдалась в диэлектриках при предварительном возбуждении коротковолновым излучением. Это объяснялось образованием вакансий в запрещённой зоне (ЗЗ) при введении в него ионов РЗЭ. Данные дефекты могут захватывать электроны из валентной зоны (ВЗ). Анионные вакансии в зависимости от количества захваченных электронов могут характеризоваться энергетическими уровнями в ЗЗ в том числе и вблизи дна зоны проводимости (ЗП). Взаимодействие ближайших вакансий приводит к перекрытию уровней дефектов, происходит образование так называемой поливакансии. Увеличение размера поливакансии приводит к появлению широкой полосы энергий дефектов в ЗЗ, заполненной электронами.

В статье [2] была получена широкополосная люминесценция соединений $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$ ($Ln^{3+} = Er^{3+}, Tm^{3+}, Ho^{3+}$) при возбуждении непрерывным диодным лазером с длиной волны 980 нм. Она простиралась в диапазоне 400-850 нм (рис. 4). Стоит отметить качественное сходство спектров люминесценции соединений $YVO_4:Ln^{3+}/Yb^{3+}$

со спектрами, полученными нами для фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺. Так при малых значениях средней мощности лазерного излучения возникала только ап-конверсионная люминесценция ионов РЗЭ. Широкополосная люминесценция соединений YVO₄:Ln³⁺/Yb³⁺ начинала проявляться при значениях средней мощности порядка 0,8 Вт.

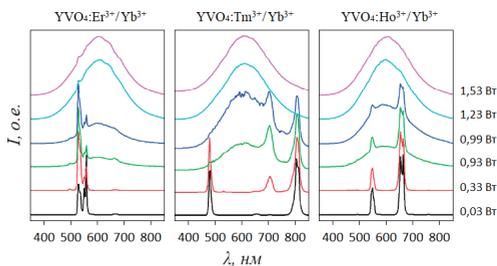


Рис. 4

Однако в данном случае важно обратить внимание на ширину ЗЗ материалов и сравнить её с энергией кванта лазерного излучения. В работе [2] для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП было достаточно 3-х фотонов, так как ширина ЗЗ соединения YVO₄ составляла всего 3,2 эВ, а энергия кванта диодного лазера с длиной волны 980 нм равнялась 1,27 эВ. В нашем же случае ширина ЗЗ фторидного стекла ZBLAN была порядка 5,46 эВ, энергия кванта лазерного излучения всего лишь 0,64 эВ ($\lambda = 1,94$ мкм). То есть для возбуждения электронов из ВЗ в ЗП понадобилось бы аж 9 фотонов, что, конечно, ставит под сомнение возможность реализации данного механизма во фторидном стекле ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺.

Также важно отметить, что в приведённом примере использовался непрерывный источник возбуждения, и спектр люминесценции не изменялся во времени. Всё это говорит о том, что в нашем случае механизм возникновения широкополосной люминесценции был другим.

Заключение

Проведено исследование люминесценции фторидного стекла ZBLAN:Er³⁺/Ho³⁺ при возбуждении излучением Tm³⁺:YAP лазера с длиной волны 1,94 мкм, работающего в импульсно-периодическом режиме. В результате было установлено, что при достаточных значениях пиковой мощности образцы светятся белым цветом. В спектрах наблюдается широкополосная люминесценция, простирающаяся от 250 до 850 нм, на фоне которой видны узкие линии, обусловленные ап-конверсионной люминесценцией ионов Er³⁺ и Ho³⁺. С течением времени широкополосная люминесценция полностью затухает. При этом цвет свечения стекла постепенно переходит из белого в красный. Обнаруженный эффект требует дальнейшего исследования.

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

[1] Auzel F., Pecile D., Morin D. // J. Electrochem. Soc. 1975. Vol. 122, No. 1. P. 101.

[2] Zhu Y., Xu W., Li C., Zhang H., Dong B., Xu L., Xu S., Song H. // Appl. Phys. Express. 2012. Vol. 5, No. 9. P. 2701.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ В СИСТЕМАХ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СЛОЖНЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

А.В. Маругин, В.В. Шарков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Развитие методов экспресс контроля технических параметров продуктов нефтехимических производств является актуальной научно-технической задачей. Один из наиболее перспективных методов связан с особенностями спектра пропускания органического топлива, в частности бензина, в среднем ИК-диапазоне, где расположены специфические линии поглощения сложных органических молекул [1-3]. Успеху исследований в этой области способствует факт доступности программных и аппаратных средств для получения и обработки оптических спектров, что позволяет собрать необходимые данные и установить косвенную связь спектров пропускания вещества с его химическим составом, который в свою очередь, определяет интересующие нас технические параметры, например, в случае бензинов – октановое число.

Целью настоящей работы было исследование возможности создания программно-аппаратного комплекса, позволяющего на основании особенностей ИК спектров пропускания набора образцов бензина с известными октановыми числами определить октановое число произвольного образца бензина.

С помощью Фурье-спектрометра ФТ-801 были получены спектры пропускания 23 образцов бензинов различных марок в диапазоне 2-6 мкм. Диапазон определялся измерительными возможностями спектрометра и расположением характерных линий поглощения бензинов. Образцы бензинов заливались в пластиковые кюветы толщиной около 1 мм с окнами прозрачности из селенида цинка. Для дальнейшей обработки спектры разделялись на характерные полосы, в которых разные марки бензинов имеют существенное различие в поглощении.

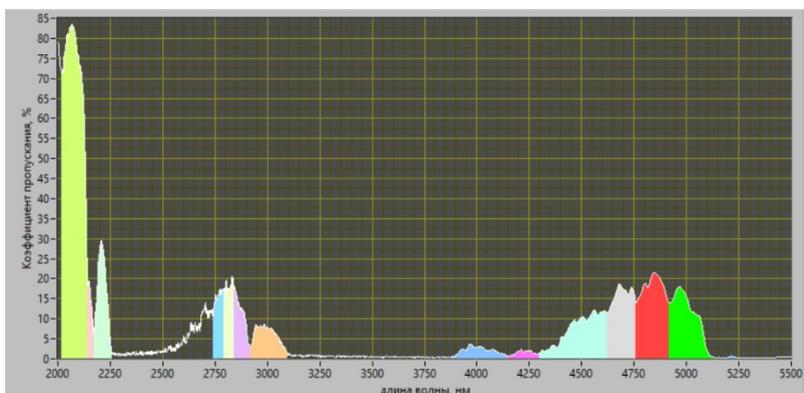


Рис. 1. Деление спектра пропускания на полосы (обозначены разными цветами)

Из рассмотрения была исключена область сильного поглощения атмосферного водяного пара в диапазоне 2.25-2.75 мкм. В итоге было выбрано 14 полос (рис. 1). Далее в среде LabVIEW происходило вычисление суммарных интенсивностей в этих областях, которые нормировались на максимальное значение в каждой из полос, что позволяло учесть различие в амплитудах пропускания. Нормированные интенсивности каждого образца бензина с определенным октановым числом представляли собой массив данных для дальнейшего использования в алгоритмах анализа.

Для выявления связи между октановым числом (ОЧ) бензина (измеренным исследователем методом) и его спектральными характеристиками в среде LabVIEW были написаны программы для реализации метода регрессии и многослойной нейронной сети прямого распространения с обучением на основе алгоритма обратного распространения ошибки.

В результате использования программ, на основе измеренных спектральных данных были получены следующие графики для предсказанных значений в зависимости от известных, измеренных исследователем методом (рис. 2). Среднеквадратичная ошибка измерения ОЧ оказалась равной 0,2 для нейронной сети и 3,7 для регрессионного алгоритма. Таким образом, можно сделать следующие выводы.

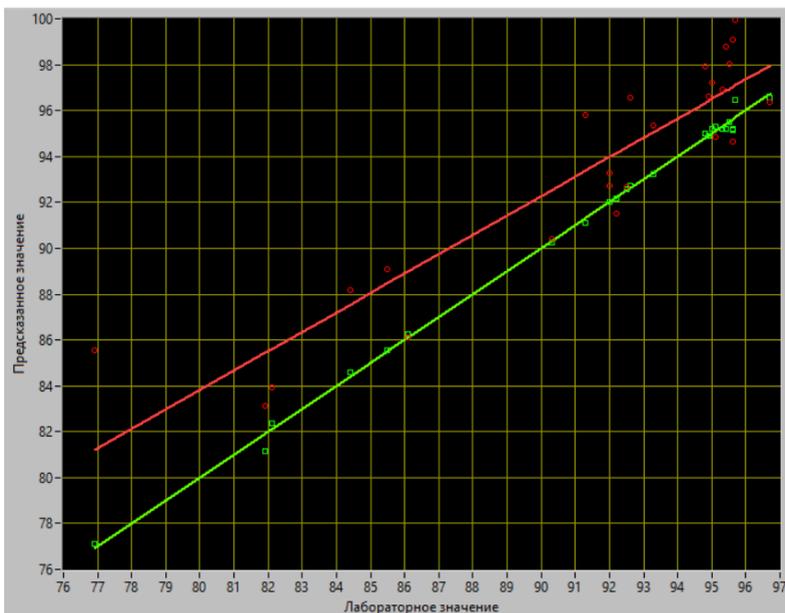


Рис. 2. Графики зависимости предсказанного значения октанового числа от лабораторного значения (точки; красные – предсказанные методом регрессии, зеленые – нейросетью). Сплошные линии – аппроксимация результатов применения двух методов предсказания

Регрессионный алгоритм оказался слабо пригоден в качестве эталонного. Причиной этого являются, во-первых, точность измерения спектральных характеристик. Относительная ошибка измерения спектральной энергии в полосах варьировалась от 0.2% до 5%, что обуславливалось нестабильностью параметров кюветы, заполненной бензином. Во-вторых, из-за линейности регрессионного алгоритма он очень чувствителен к набору исходных данных для обучения. Иными словами, для предсказания октанового числа бензинов одинакового класса набор данных для обучения должен состоять из бензинов этого же класса. Т.е. нельзя обучать регрессию на распознавание бензина с ОЧ 95 на основе набора бензинов сортом существенно ниже. В нашем случае набор для обучения состоял из бензинов всех сортов с ОЧ от 75 до 97. Если устранить указанные недостатки (особенно, если учесть, что бензины с ОЧ менее 92 сейчас практически не встречаются на рынке), то, очевидно, что метод регрессии также пригоден для решения задачи предсказания.

Нейросеть очень хорошо справилась с задачей предсказания ОЧ на основе неточных данных. Причем даже при дополнительном внесении ошибок до 1% в коэффициент пропускания нейросеть выдавала практически неизменный результат. Однако было выявлена нестабильность предсказания результата при запуске обучения на одном и том же массиве данных – явление затухающего градиента – слабой сходимости нейросети при вычислении весовых коэффициентов. Существующее решение этой проблемы – уменьшение количества слоев нейросети не привело к положительному результату – вместо затухающего градиента появился «взрывающийся» градиент. Поэтому единственный выход из данной ситуации – это использование нестандартной функции активации нейросети (в использованной нами библиотеке LabVIEW применялась стандартная функция активации – сигмоида).

Работа выполнена при поддержке национального проекта «Наука и университеты» (проект FSWR-2024-0004) за счёт субсидии федерального бюджета на финансовое обеспечение государственного задания на выполнение научно-исследовательских работ.

- [1] Веснин В.Л., Мурадов В.Г. // Физика и электроника. 2014. Т. 16, № 4. С. 63.
- [2] Королёв В.Н., Маругин А.В., Цареградский В.Б. // ЖТФ. 2000. Т. 70, № 9. С. 83.
- [3] Бочаров В.Н., Ганеев А.А., Конюшенко И.О., Немец В.М., Пеганов С.А. // Журнал аналитической химии. 2019. Т. 74, № 5. С. 356.

Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»

Заседание секции проводилось 20 мая 2024 г.

Председатель – А.В. Маругин, секретарь – К.Э. Сумачев.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ЭЛЕКТРОНИКА»**

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

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

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

¹⁾ ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ НГТУ

⁴⁾ ИФМ РАН

Введение

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

Объекты и методы исследований

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

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

Результаты и обсуждение

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

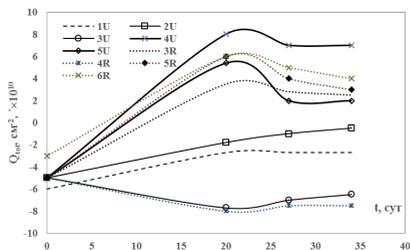


Рис. 1

выше в структурах с дозой водорода 5.

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

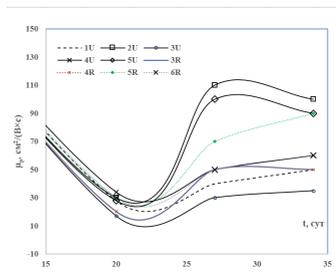


Рис. 2

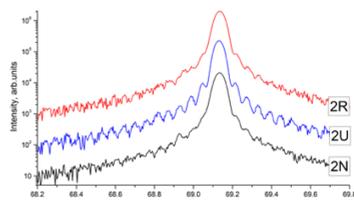


Рис. 3

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

Табл.

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

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

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

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

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

Заключение

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

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

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

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Общие положения

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

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

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

Устройство лазерной установки

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

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

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

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

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

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

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

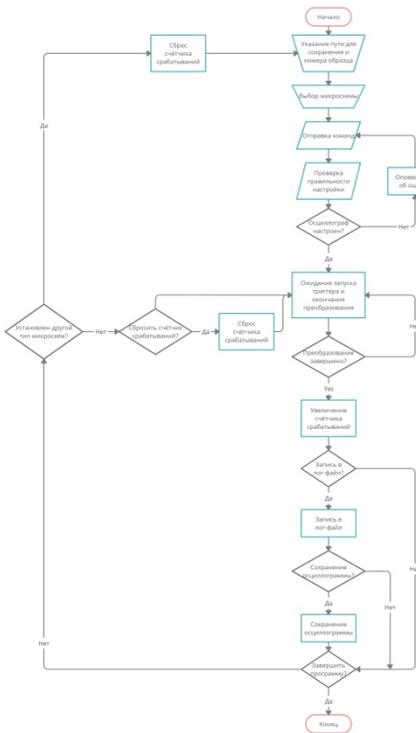


Рис. 1

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

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

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

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

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

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

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

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

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

Табл.

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

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

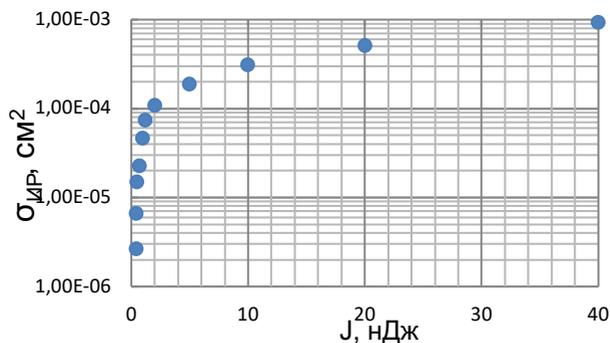


Рис. 2

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

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

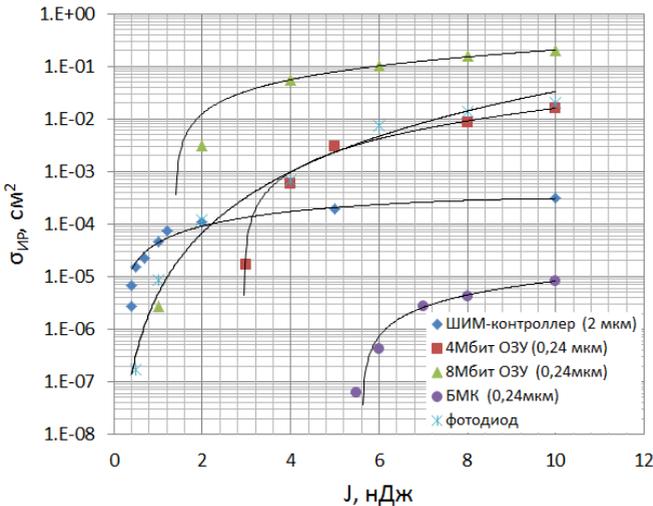
ОСОБЕННОСТИ ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ ИЗДЕЛИЙ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ УСТАНОВКИ НА ОСНОВЕ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

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

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



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

Рис.

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

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

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

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

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

ИПФ РАН

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

Введение

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

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

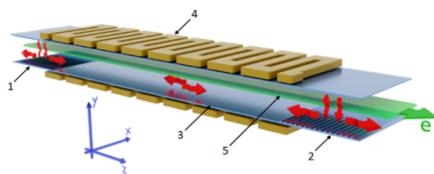


Рис. 1

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

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

Модель

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

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

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

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

и квазикритической волны

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

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

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

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

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

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

Результаты моделирования

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

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

Табл.

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

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

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

(а)

(б)

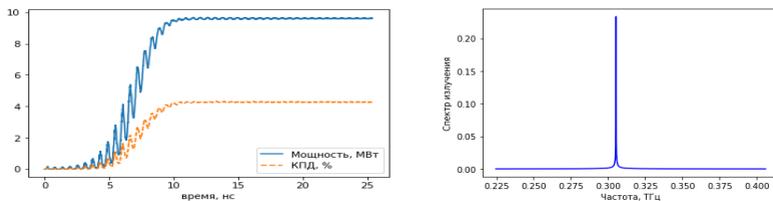


Рис. 2

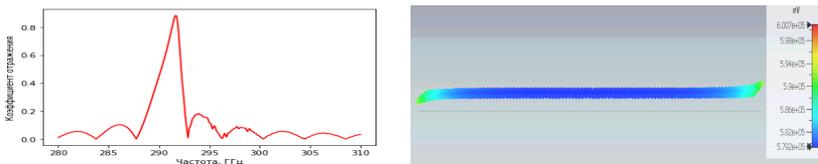


Рис. 3



Рис. 4

Заключение

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

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

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

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

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

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

¹⁾ АО «НПП «Салют»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

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

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

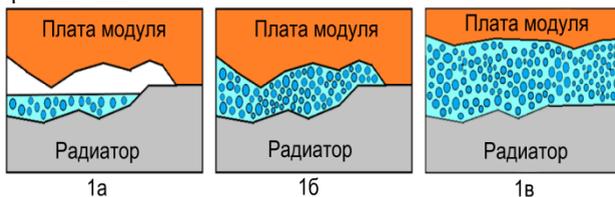


Рис. 1

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

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

Объекты исследований

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

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

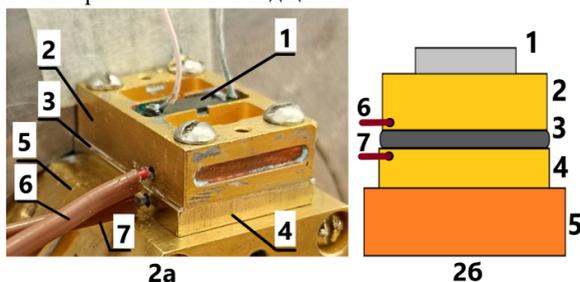


Рис. 2

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

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

Результаты

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

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

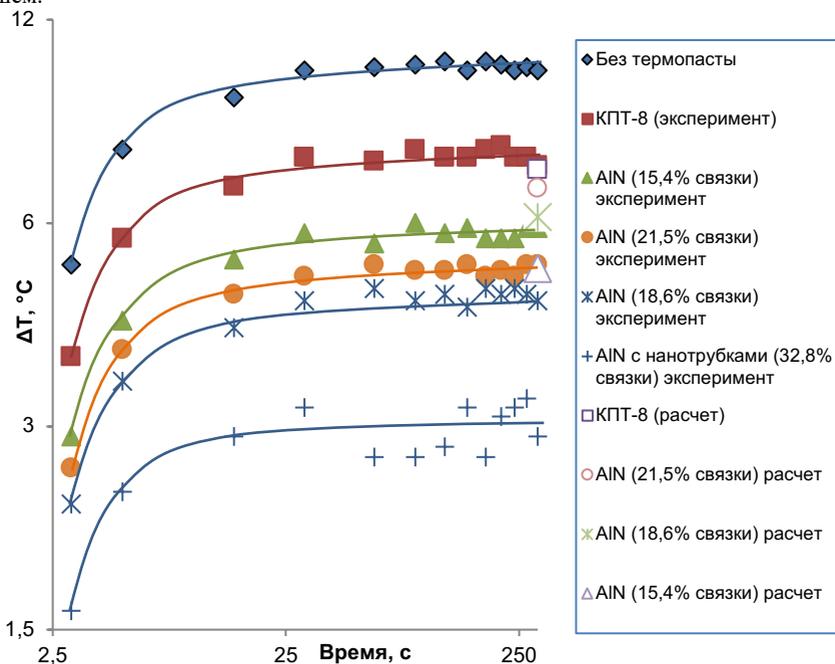


Рис. 3

Выводы

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

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

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

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

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

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

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

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

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

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

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

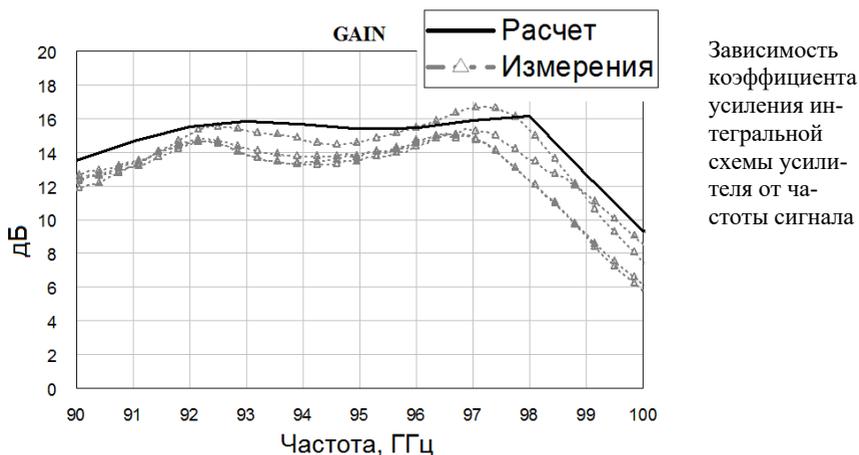


Рис.

Результаты измерений / расчета выходной мощности усилителя

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

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

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

РАЗРАБОТКА ИМПУЛЬСНОГО МАГНЕТРОНА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА, ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО НАПРЯЖЕНИЕМ

Д.В. Морозов^{1,2)}, А.А. Цуканов¹⁾

¹⁾ АО «НПП «Салют»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

1. Введение

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

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

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

2. Этапы разработки магнетрона

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

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

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

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

где λ – рабочая длина волны.

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

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

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

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

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

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

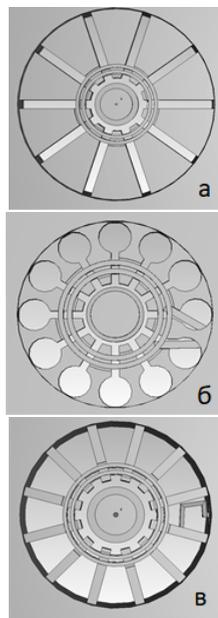


Рис. 1

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

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

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

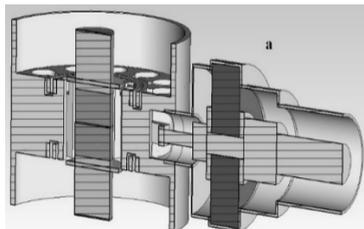


Рис. 2

На рис. 2 представлена итоговая трехмерная модель, подготовленная для расчета выходных параметров. Расчетная выходная мощность в полосе перестройки находилась в интервале от 400 Вт до 1800 Вт и от 300 Вт до 600 Вт (рис. 3б), а анодный ток – от 0.78 А до 3.16 А (рис. 3в) и от 0.56 А до 0.76 А, соответственно. В свою очередь КПД магнетрона составил от 15 % до 35 % и от 12 % до 20 % для вариантов катода из оксида иттрия и гексаборида лантана соответственно. Сравнительно низкое значение КПД объясняется низким значением нагруженной добротности и уходом от рекомендованных значений параметров резонаторной системы из-за ограничений по анодному напряжению и необходимостью обеспечения требуемого уровня надежности и достаточного теплоотвода от ламелей.

3. Изготовление экспериментального макета магнетрона и его тестирование

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

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

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

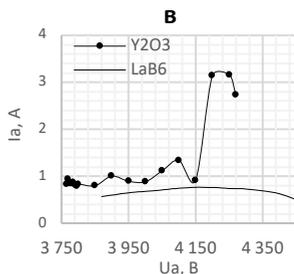
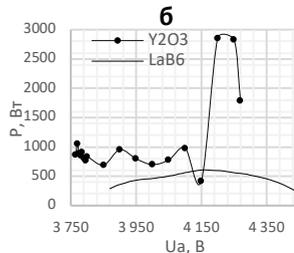
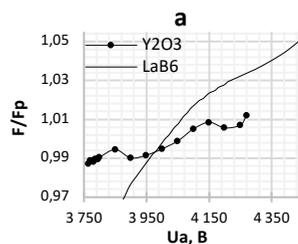


Рис. 3

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

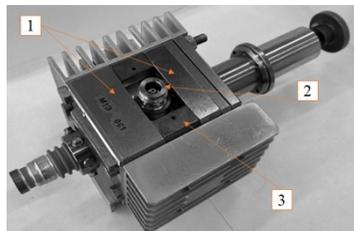


Рис. 4

Табл. 1

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

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

ЧЕРЕНКОВСКАЯ ЛОВ С СЕЛЕКТИВНЫМ ФАЗОВЫМ КОРРЕКТОРОМ

А.А. Савилова, В.Ю. Заславский

ИПФ РАН

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

Введение

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

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

Уравнения нестационарной пространственно-временной теории ЛОВ

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

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

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

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

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

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

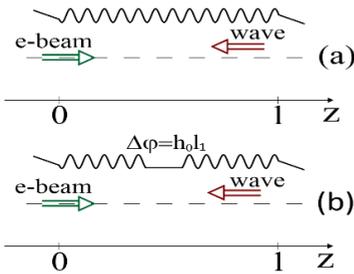


Рис. 1

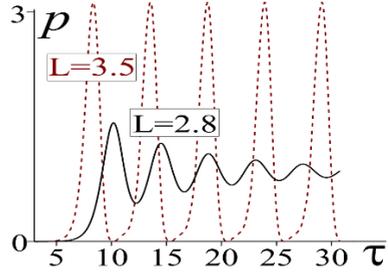


Рис. 2

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

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

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

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

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

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

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

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

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

В данном случае уравнения для амплитуд волн выглядят следующим образом:

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

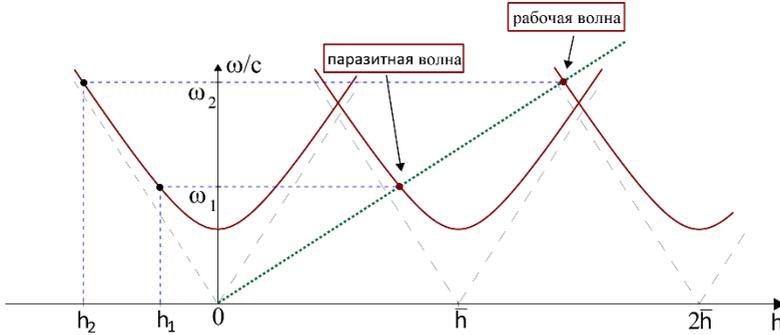


Рис. 3

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

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

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

Результаты

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

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

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

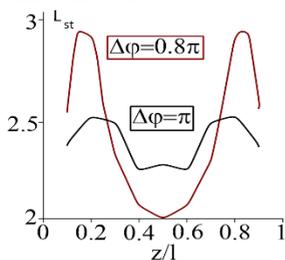


Рис. 4

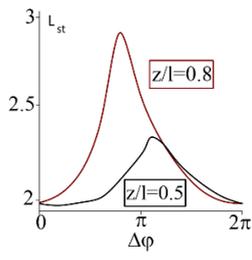


Рис. 5

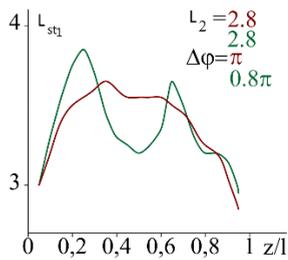


Рис. 6

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

Заключение

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

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

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

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

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

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

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

Объект исследования

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

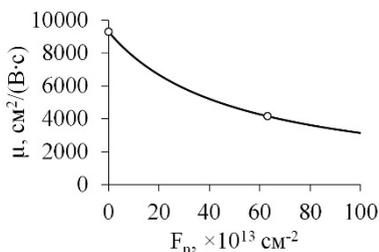


Рис. 1

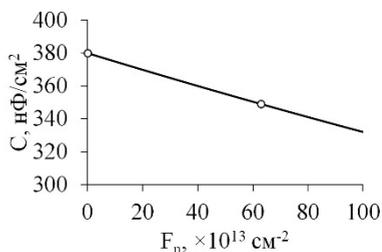


Рис. 2

Математическая модель

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

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

при $0 < U_{ds} < U_{gs} - U_{th}$,

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

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

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

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

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

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

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

Если дополнительно наложить условие на амплитуду входного сигнала

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

то выражение (4) преобразуется к виду

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

Малосигнальный коэффициент усиления определяется по формуле

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

а точка 1-дБ компрессии

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

Результаты и их обсуждение

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

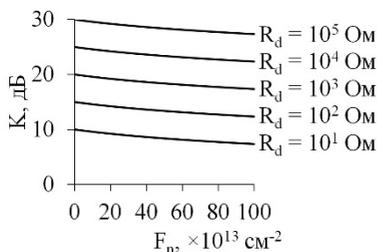


Рис. 3

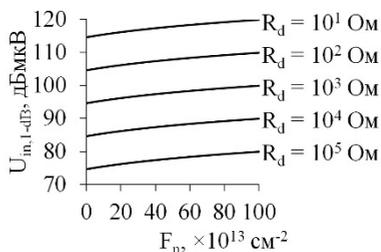


Рис. 4

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

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

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

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

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

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

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

ННГУ им. Лобачевского

Введение

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

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

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

Математическая модель

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

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

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

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

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

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

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

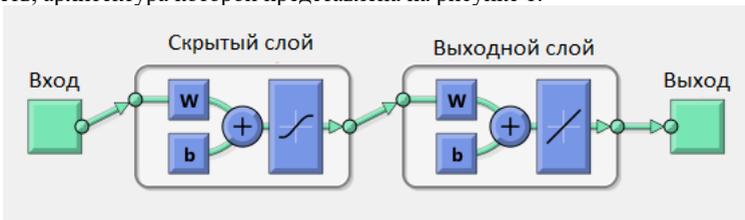


Рис. 1

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

Методика восстановления профиля заключается в следующем:

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

5. Обучение искусственной нейронной сети.

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

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

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

Результаты расчетов и их обсуждение

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

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

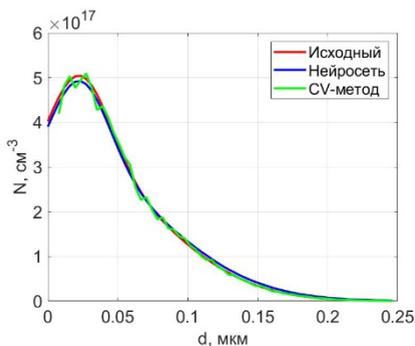


Рис. 2

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

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

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

Секция «Электроника»

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

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

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

О МЕТОДАХ КОНТРОЛЯ АНТЕННЫ РАДАРА СТЕНДА СУРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Ю.И. Белов, А.Г. Серкин, Н.С. Тимукин, А.В. Шиндин

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Проблема измерения характеристик направленности больших наземных антенных решеток радиотелескопов по измерениям полей искусственного источника излучения на беспилотном летающем устройстве (БПЛА) в их ближней зоне (БЗ), интенсивно исследуемая в последнее время [1], является также актуальной задачей для изучения параметров антенной решетки (АР) радара НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского стенда «СУРА» [2] и радара будущего проекта ИКАР [3]. Площадь апертуры антенны радара стенда «СУРА» составляет значительную величину, порядка $300 \times 300 \text{ м}^2$. Недавние эксперименты по исследованию излучения антенны стенда «СУРА», проведенные с помощью системы типа «программно-определяемое радио» (ПОР) [2], разработанной для контроля характеристик радара, показали перспективность использования этой системы. Однако автономное летающее устройство БПЛА, содержащее на своем борту приемник, работающий в диапазоне частот излучения радара, естественно, ограничено в возможностях временем своего функционирования по энергетическим параметрам аккумуляторных батарей – источника питания аппаратуры. В процессах измерения полей испытываемой антенны в ее ближней зоне (активный режим антенны радара стенда «СУРА»), в проведенных нами предварительных экспериментах [2] было выяснено, что емкость аккумуляторных батарей БПЛА позволяет в настоящее время выполнять два – три полета над антенной радара с длиной суммарной траектории зонда порядка 2000 м. Перерывы в процессе регистрации данных приемного устройства приводят к значительному влиянию фазовой нестабильности системы регистрации при отсутствии специальных процедур калибровки, включающих точное определение положений антенны – зонда в системе координат, связанной с геометрией расположения вибраторов АР радара.

В экспериментах с радаром принципиально важной характеристикой его антенны, обычно, является ширина диаграммы направленности луча (лучей) антенны в двух ортогональных плоскостях. Эти характеристики антенны могут определяться в процессе пост-процессорной обработки данных, измеренных приемником БПЛА в ее ближней зоне.

Способ измерения направленности крупных антенных систем в аналогичных условиях экспериментов с БПЛА описан, например, в работе [4]. Антенна спутниковой наземной станции в г. Raisting (Бавария) укрыта сферическим обтекателем с диаметром $\sim 50 \text{ м}$, что приводит в результате к требованиям к площади сканирования $50 \times 50 \text{ м}^2$ и общей длине полетов БПЛА $\sim 37.5 \text{ км}$. Непрерывное время полета БПЛА составило величину ~ 10 часов при средней скорости полета 1 м/с . БПЛА в данной экспериментальной установке получал мощность электроснабжения с помощью электрических кабелей и использовал способ передачи сигнала ВЧ от приемной аппаратуры зонда по оптоволокну с помощью преобразователей ВЧ сигнала в оптический диапазон.

Однако конструкция антенны радара стенда «СУРА» представляет собой набор из 12×12 ортогональных проволочных диполей, расположенных на высоте $12,3 \text{ м}$ над поверхностью земли, поэтому решение использовать отдельные каналы передачи

мощности на БПЛА и оптоволокно для передачи информации с приемного устройства на БПЛА на землю – неприемлемо.

Как показывает предварительный анализ, в решении данной проблемы можно использовать опыт из известных [5, 6] экспериментов измерения (контроля) 1-2 сечений на плоскости или полусфере над антенной радара стенда «СУРА». Это решение одновременно снижает влияние долговременных нестабильностей приемного сигнала системы измерения в течение сеанса измерений.

Измерения ближнего поля – его амплитуды и фазы только на ограниченной части замкнутой поверхности, окружающей антенну на определенном от нее расстоянии, конечно, не гарантируют вычисление правильных значений эквивалентных магнитных токов (ЭМТ) [7]. Погрешность восстановления ДН при сканировании поля в БЗ на плоскости, как известно [8], неоднородна. Однако рассчитанное распределение ЭМТ по антенне или распределение ее компонентов ближнего поля может быть использовано для расчетов поля излучения в том же угловом интервале, где известны данные о поле антенны в ее ближней зоне.

Таким образом, используя предложенный алгоритм [5] и обрабатывая данные амплитудно-фазовых измерений поля в БЗ антенны радара стенда «СУРА» на линейных траекториях в вертикальных плоскостях ($\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$) сферической системы координат, проходящих через центр апертуры ($X = 0$, $Y = 0$) и ось Z Декартовой системы, с помощью вычисления двумерных спектров Фурье данных, можно получить приближенные, но достаточные для оперативного контроля, распределения полей излучения антенны радара стенда «СУРА» в ее дальней зоне (ДЗ). Восстановленные сечения больше приближены к сечениям, полученным при обработке двумерных полей в ближней зоне, если измерения проводятся на части окружностей, проходящих через плоскости ($\varphi = 0^\circ$ и $\varphi = 90^\circ$), см. объяснение эффекта в работах [5, 8].

Для КВ диапазона радиочастот требуется проведение дополнительных экспериментальных исследований на базе оценок допустимых погрешностей амплитудно-фазовых измерений в зоне антенны радара стенда «СУРА». В любом случае, необходимо измерять амплитудно-фазовые значения напряжений в тракте приемной антенны зонда при ее расположении в ближней зоне антенны радара стенда «СУРА».

Смена парадигмы измерений на прием сигналов антенной радара стенда «СУРА» от передатчика, установленного на БПЛА, нежелательна из-за специфической конструкции (проволочной) диполей антенной решетки и ее фазовращателей [9].

В случае измерений полей в ближней зоне только вдоль отдельных сечений и в силу сравнительно большой длины волны излучения проблема контроля координат положения зонда является несущественной.

Некоторые данные измерений напряженности электрического поля излучения в условных единицах, на частоте 5828 кГц, на дуге окружности с радиусом 600 м и центром ее в центре АР радара стенда «СУРА» (см. траекторию БПЛА на рис. 1), приведены на рис. 2.

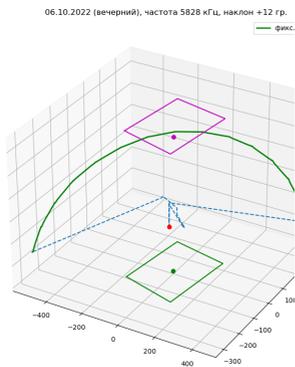


Рис. 1

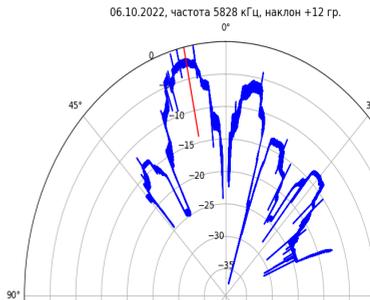


Рис. 2

Контроль положения антенны зонда в настоящее время осуществляется в системе географических (геодезических) координат, определяемых с помощью ГНСС вдоль траектории полета БПЛА [10]. Фазовые измерения напряженности поля антенны радара стенда «СУРА» в этих экспериментах были подвержены искажениям, связанными с некорректной методикой оцифровки сигналов приемного и передающего каналов. Поэтому оценка результатов измерений полей антенны радара стенда «СУРА» проведена только по амплитуде. При этом сокращение дальней зоны (см. определение параметра в [8]) на окружности измерений радиуса 600 м составило величину ~ 5 , что позволяет считать угловую ширину главного лепестка распределения амплитуды поля в ближней зоне достаточно близкой к ширине центрального лепестка распределения поля АР в ее дальней зоне [11]. На рисунке 2 также отчетливо заметна асимметрия боковых лепестков антенны радара стенда «СУРА» (синяя линия), связанная с влиянием проводящей поверхности земли при формировании наклонного луча радара [12].

Сглаженное распределение амплитуды поля в дальней зоне южной секции антенны радара стенда «СУРА» при работе ее в приемном режиме, полученное в процессе экспериментов с использованием космического аппарата (КА) NASA WIND [13] в 2021 г, приведено на рис. 3.

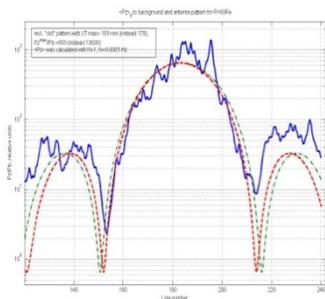


Рис. 3

Расстояние между первыми нулями диаграммы направленности составило величину $\sim 11^\circ$, что близко к оценочному значению этого параметра: отношения длины волны излучения к линейному размеру АР на рабочей частоте эксперимента 8925 кГц [13], и соответствует полученным в экспериментах с БПЛА оценкам ширины главного лепестка антенны радара в ее ближней зоне [2].

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (направление «Ядерная и радиационная физика», этап 2023-2025).

- [1] Garcia-Fernandez M., Lopez Yu., Arboleya A., Gonzalez-Valdes B., Rodriguez-Vaqueiro Y., De Cos Gomez M. E., and Las-Heras F. // IEEE Access. 2017. 2754985. Vol. 5. P. 23563.
- [2] Отчет о НИР «Оценка характеристик излучения нагревного стенда СУРА и систематизация результатов измерений параметров возмущения ионосферы, полученных на стенде СУРА с использованием искусственных спутников Земли». – Н. Новгород: НИРФИ ННГУ, 2022 г.
- [3] Васильев Р.В., Сетов А.Г., Фролов В.Л., Ратовский К.Г., Белецкий А.Б., Ойнац А.В., Ясюкевич Ю.В., Медведев А.В. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, №. 2. С. 61.
- [4] Fritzel T., Strauß R., Steinerand H.-J., Eisner C., Eibert T. // IEEE Conference on Antenna Measurements and Applications (CAMA). 2016. P. 1.
- [5] Las-Heras F., Galocha B., Besada J.L. // IEEE Trans. on AP, 2002. Vol. 50. No. 3. P. 408.
- [6] Las-Heras F., Pino M.R., Loredó S., Alvarez Yu, and Sarkar T.K. // IEEE Trans. on AP. 2006. Vol. 54, No. 8. P. 2198.
- [7] Petre P. and Sarkar T.K. // IEEE Trans. on AP. 1992. Vol. 40, No. 11. P. 1348.
- [8] Методы измерения характеристик антенн СВЧ. – М.: Радио и связь, 1985, с.165.
- [9] Выборнов Ф.И. // Частное сообщение.
- [10] Moiseev S.P., Shindin, A.V., Grekhneva, K.K., Pavlova, V.A., Timukin, N.S. Atmosphere. 2024. Vol. 15. P. 188.
- [11] Сканирующие антенные системы СВЧ, т. 1. – М.: Сов. Радио, 1966, с. 46.
- [12] Antenna engineering handbook. Ed. H, Jasic. – New York. McGraw-Hill Co. 1961. Ch.21-10.
- [13] Токарев Ю.В. // Частное сообщение.

ВЛИЯНИЕ СУПЕРПОЗИЦИИ ТРЕХ РЕЗОНАТОРОВ: ШУМАНА, ИАР И СУБ-ИАР – НА АМПЛИТУДУ И ПОЛЯРИЗАЦИЮ ПЕРВЫХ ДВУХ МОД ШУМАНОВСКОГО РЕЗОНАНСА

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе исследована возможность влияния резонаторов ИАР и суб-ИАР на спектральные параметры магнитного шума в полосе первой и второй моды шумановского резонанса (ШР) при разных гелиогеофизических условиях. Как известно, шумановский резонанс возникает на собственных частотах полости Земля - ионосфера при возбуждении ее планетарной грозовой активностью и имеет глобальный характер. Шумановские резонансы связаны с колебаниями в полости Земля-ионосфера с основной частотой около 8 Гц и модами более высокого порядка, отстоящими друг от друга примерно на 6 Гц. Целью работы было исследование влияния локальных характеристик ионосферы, которые могут добавляться к глобальным факторам, влияющим на формирование поляризации и амплитуды ШР, и существенно менять их суточную динамику в темное время суток. Были проанализированы данные мониторинга компонент УНЧ магнитного шума на станциях разных широт: высокоширотная станция Ловозеро (LOZ, 68N, 35E), среднеширотная обсерватория НИРФИ ННГУ (NL, 56N, 46E), низкоширотная станция на о. Крит (CR, 35.15N, 25.20E). Чтобы выяснить возможность влияния локальных резонаторов на амплитуду и поляризацию первого и второго ШР при разном уровне солнечной активности, были построены высотные профили параметра критерия геометрической оптики (КГО) для нормальной УНЧ волны в ионосфере для частот 3-14 Гц. Коэффициент КГО определяется следующей формулой:

$$\text{КГО} = \frac{n \, dn}{2 \, dz \, 2\pi} \cdot \quad (1)$$

Условие $\text{КГО} \ll 1$ является критерием выполнения геометрико-оптического (ГО) приближения, условие $\text{КГО} \geq 1$ соответствует нарушению ГО, n – показатель преломления нормальной волны, λ – длина волны в среде. Профили КГО построены для периодов с разной солнечной активностью для станции NL и приведены на. 1 (верхняя панель). Область нарушения ГО на нижнем основании F-слоя в период максимума солнечной активности имеет локальный характер, что приводит к сильному спаданию амплитуды широкополосного максимума (ШСМ) к частотам первого ШР. В периоды минимума область с $\text{КГО} \geq 1$ имеет распределенный по высоте характер, что приводит к расплывшейся форме максимума в магнитной компоненте H_r (рис. 1в). Таким образом, влияние суб-ИАР на амплитуду магнитных компонент в полосе первого и второго ШР невозможно зарегистрировать в годы максимума солнечной активности. Влияние локального суб-ИАР на поляризационный параметр ε на частотах первой и второй моды ШР регистрируется при любом уровне солнечной активности (рис. 1г). Влияние ИАР на амплитуду и поляризацию соответствующих мод ШР наблюдается в периоды, близкие к минимуму солнечной активности (рис. 1в, г). На рис. 2 представлен суточный ход поляризационного параметра на частотах первой и второй моды ШР на среднеширотной станции NL в периоды, близкие к минимуму и максимуму солнечной активности (рис. 2а, б, г, д) и спектры параметра ε (рис. 2в, е).

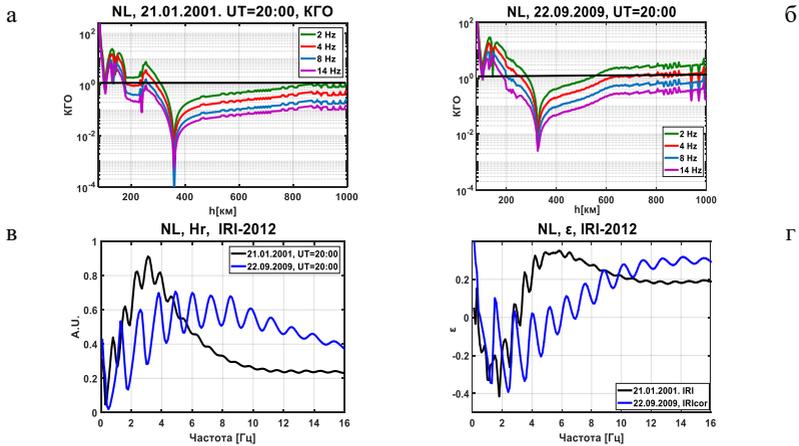


Рис. 1

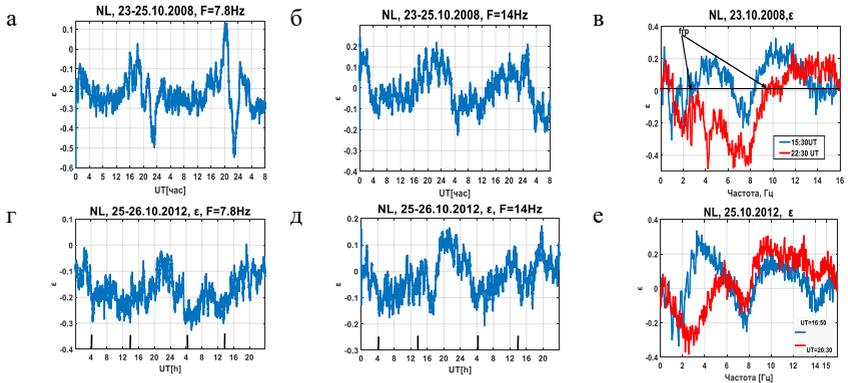


Рис. 2

Эволюция спектров ε УНЧ шума в разные периоды солнечной активности рис. 2в, е), объясняет разницу в суточной динамике ε первой и второй моды ШР после захода солнца. Вариации ε в периоды минимума более ярко выражены на частоте первого ШР, т. к. есть период, когда $f_{Гр}$ (частота смены знака в спектре ε) становится больше частоты первого ШР $f_{1ШР}$. В этот период существенно влияет на поляризацию первой моды также ИАР. Поэтому суточный ход ε на частотах первого и второго ШР имеет разный характер. В период максимума солнечной активности $f_{Гр}$ остается всегда меньше $f_{1ШР}$ в темный период суток, но разный характер спектров ε в полосах первой и второй моды ШР приводит к более существенным вариациям поляризации второй моды ШР. При малых значениях $f_{Гр} \sim 2$ Гц величина ε сильно падает к частоте второй

моды, при $f_{гр} \sim 5$ Гц ε слабо падает к частоте 14 Гц. При этом изменения поляризационного параметра на частоте первой моды менее заметны (рис. 2е). В работе было исследовано также влияние повышенной геомагнитной активности на суточный ход ε на частоте первой моды ШР на разных станциях. Для этого анализировались данные одновременного мониторинга на станциях LOZ – NL и NL – CR. Анализ спектрограмм и суточного хода ε на станциях NL и LOZ 05-06.03.2011 в период фазы восстановления после умеренной магнитной бури (графики не приводятся) показал, что восстановление влияния резонатора суб-ИАР на поляризацию ШР происходило быстрее на среднеширотной станции NL. Это выразилось в более сильных вариациях $\varepsilon \sim 0.25 - 0.3$ – на станции NL из-за влияния суб-ИАР, и более слабых вариациях $\varepsilon \sim 0.05 - 0.1$ – на станции LOZ в темное время суток.

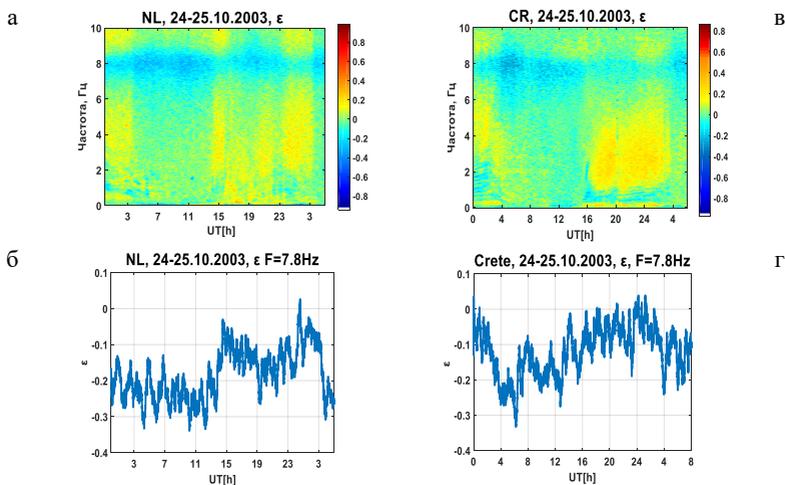


Рис. 3

На рис. 3 представлены спектрограммы и суточный ход поляризационного параметра на частоте первой моды ШР на станциях NL и CR в период кратковременной магнитной бури с $K_p \sim 6 - 7$. В период бури влияние суб-ИАР на среднеширотной станции пропало, что привело к уменьшению значений ε на станции NL. На станции CR наблюдался возрастающий тренд в динамике этого параметра весь темный период суток. Было обнаружено, что возникновение сильных спорадических слоев также нивелирует влияние локальных резонаторов на поляризацию первой и второй моды ШР. На рис. 4 (верхняя панель) представлена спектрограмма ε за двое суток 30-31.07.2013. В период возникновения спорадических слоев с $f_{0ES} \sim 7 - 9$ МГц 31.07. резко уменьшилось влияние суб-ИАР на поляризацию первого ШР, что привело к малым значениям ε 31.07., по сравнению с 30.07., когда спорадические слои отсутствовали (рис. 4б). На рис. 4в представлен модельный суточный ход ε (без учета формирования ШР), который адекватно описывает характер динамики этого параметра из-за влияния суб-ИАР при наличии и отсутствии слоев Es .

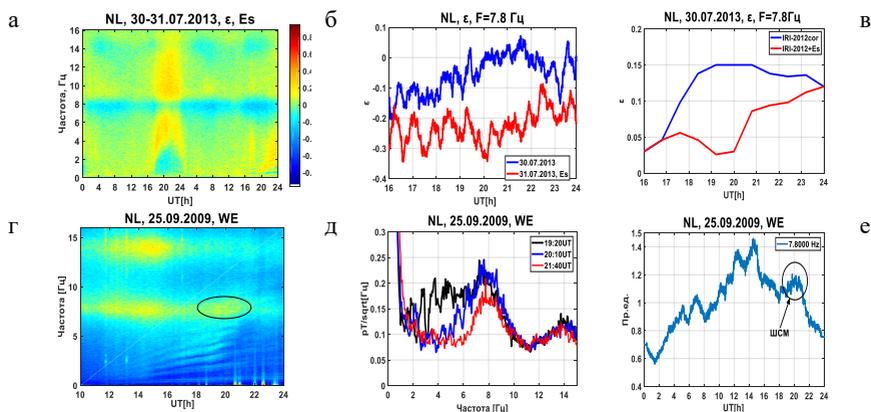


Рис. 4

На рис. 4 (нижняя панель) представлены спектрограмма и спектры магнитной компоненты ВЗ, а также суточный ход амплитуды компоненты ВЗ на частоте 7.8 Гц (рис. 4г, д, е). Увеличение амплитуды после 19:00UT (рис. 4е) связано с появлением ШСМ в этой компоненте, что может приводить к изменению амплитуды первой моды ШР на 10-15%. В работе [1] обсуждались причины редкого обнаружения влияния суб-ИАР на амплитуду магнитных компонент УНЧ шума и, в том числе, на амплитуду первого ШР.

Таким образом, влияние локальных резонаторов на спектральные характеристики первой и второй моды ШР зависит от уровня солнечной и магнитной активности, а также наличия сильных спорадических слоев *Es* и может приводить к разному характеру суточной динамики этих параметров на частотах соответствующих мод ШР. Сравнительный анализ суточного хода поляризационного параметра на частотах первой и второй моды ШР на станциях NL и LOZ показал, что из-за более низкой добротности суб-ИАР вариации ε в темное время суток менее выражены на станции LOZ: 0.05-0.1 - на станции LOZ и 0.15-0.3 - на станции NL.

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Ermakova E.N., Raybov A.V. // Solar-Terrestrial Physics. 2024. Vol. 10, Iss. 2. P. 67.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ ПЛОСКИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В СЛУЧАЙНОЙ СРЕДЕ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МОДЕЛЕЙ ВЕРОЯТНОСТНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ АМПЛИТУДЫ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Г.И. Григорьев¹⁾, Т.М. Заборонкова¹⁾, Л.П. Коган²⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НГТУ

³⁾ ННГАСУ

Постановка задачи

Изучается рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}_0(x) = \mathbf{n} E_0 \exp(i\omega t - ikx)$, падающей по нормали \mathbf{n} на одномерный случайно-неоднородный слой длиной L . Здесь E_0 – амплитуда падающей волны, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(x)$: вне слоя относительная диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)} = \text{const}$; внутри слоя $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}(1 + \sum_{m=1}^N A_m [H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)])$, где $H(z)$ – единичная функция Хевисайда, N – общее число неоднородностей прямоугольной формы, x_m – координата начала m -й неоднородности, которой отвечают ширина S_m и амплитуда $|A_m|$ (рис. 1).

Расчет средней интенсивности волны

Полагаем, что амплитуда $|A_m|$ рассматриваемых возмущений характеризуется средним значением $\langle A_m \rangle = A$ и дисперсией σ_A . Для ширины S_m и координаты x_m любой неоднородности имеет место нормальное распределение со средними значениями соответственно $\langle S_m \rangle = S$ и $\langle x_m \rangle$, а также стандартами флуктуаций σ_S и σ_x . Далее считаем выполненными условия $\{S, \sigma_S\} \ll L$ и $|A| + \sigma_A \lesssim 1$. Интенсивность $J(x)$ для заданной реализации случайного слоя запишем в виде $J(x) = u(x) + v(x)$, где $u(x)$ и $v(x)$ – интенсивности прямой (распространяющейся вдоль оси x) и обратной волны с амплитудами $\sim u(x)^{0.5}$ и $\sim v(x)^{0.5}$ соответственно. На границах любой неоднородности номера m амплитуды удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned} u(x_m + S_m + 0) &= T_m u(x_m - 0) + R_m v(x_m + S_m + 0), \\ v(x_m - 0) &= R_m u(x_m - 0) + T_m v(x_m + S_m + 0), \end{aligned} \quad (1)$$

где T_m и R_m – коэффициенты прохождения и отражения указанных волн по энергии. При условии $\frac{N^2}{3} \left(\frac{A^2 + \sigma_A^2}{8} \right)^2 \ll 1$ из системы уравнений (1) можно получить выражение для интенсивности $J(x_m + S_m + 0)$ на правых границах возмущений с прямоугольным профилем:

$$\begin{aligned} J(x_m + S_m + 0) &= \\ &= \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 \left[A_{N,m+1} + \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2 \right]}{A_{m,1} - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} \Lambda_{N,m+1} &= 1 + \sum_{n=m+1}^{N-1} \delta_n \sum_{j=n}^{N-1} \alpha_{j+1}, \quad \Lambda_{N,N} = 1; \quad \Phi_{N,m+1} = \\ & \sum_{j=m+1}^{N-1} \alpha_j \mu_j, \quad \Phi_{N,N} = \alpha_N; \\ \mu_n &= 1 + \sum_{m=n}^{N-1} \delta_m \sum_{k=m+1}^N \alpha_k, \quad 1 \leq n < N; \quad \mu_N = 1; \\ \delta_m &= -R_m \prod_{n=m+1}^N T_n^2, \quad m = 1, 2, \dots, N-1; \quad \delta_N = -R_N; \\ \alpha_m &= R_m \prod_{n=m}^N T_n^{-2}, \quad m = 1, 2, \dots, N. \end{aligned}$$

На рис. 2 приведена зависимость средней интенсивности поля $I(x) = \langle J(x) \rangle$ от координаты x внутри слоя при значениях $S = 3\lambda$, $\sigma_S = \lambda$ для ширины неоднородностей и нормального распределения их амплитуды со средним значением $A = 0.20$ и стандартом флуктуаций $\sigma_A = 0.20$. Здесь и далее все результаты соответствуют усреднению по 30 реализациям и числу $N = 30$ неоднородностей в каждой реализации. Красная (кривая 1) и синяя (кривая 2) зависимости на рис. 2 построены на основе результатов работы [1] и использования формулы (2) данной работы соответственно. Как следует из рис. 2, имеет место практически полное совпадение зависимостей $I(x)$, полученных различными методами, что является подтверждением достоверности предлагаемого подхода.

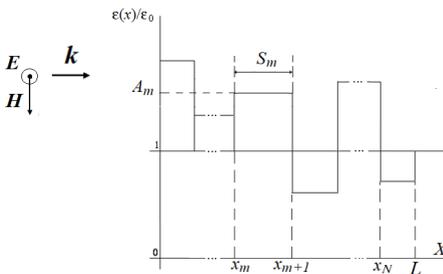


Рис. 1

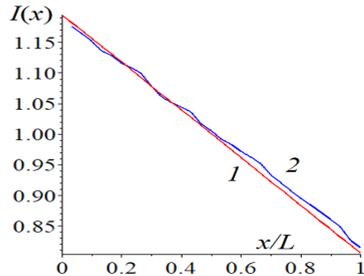


Рис. 2

На рис. 3 зависимость $I(x) = \langle J(x) \rangle$ построена при тех же значениях параметров N, S и σ_S , что и на рис. 2, но для существенно больших значений $A = 0.30$ и $\sigma_A = 0.30$. Как и на рис. 2, синяя кривая (1) отвечает нормальному распределению Гаусса для амплитуды флуктуаций. Отметим, что при значениях параметров $A = 0.30$ и $\sigma_A = 0.30$ метод расчета $\langle J(x) \rangle$, предложенный в [1], оказывается уже неприменимым, в отличие от подхода, предложенного в данной работе. Зеленая (кривая 2) и бирюзовая (кривая 3) зависимости отвечают равномерному и Гамма распределениям для амплитуды A соответственно [2]. Плотность вероятности равномерного распределения имеет вид: $\rho_2(w) = \frac{1}{b-a}$, $w \in [a, b]$; $\rho_2(w) = 0$, $w \notin [a, b]$; $a = A - \sigma_A \sqrt{3}$, $b = A + \sigma_A \sqrt{3}$. Плотность вероятности Гамма-распределения определяется формулой $\rho_3(w) = (\sigma_A/A)^{-k} w^{k-1} \exp(-wA/\sigma_A) \Gamma(k)^{-1}$, где $\Gamma(Z)$ – гамма-функция Эйлера, где $k = A^2/\sigma_A$. Для указанных распределений параметры подобраны так, что средние значения σ_A и дисперсии амплитуды A имеют те же значения, что и для случая нормального распределения Гаусса $\rho_1(w)$ [1]. Как следует из рис. 3, вид модели

распределения амплитуды возмущений слабо влияет на свойства средней интенсивности $I(x)$ внутри слоя.

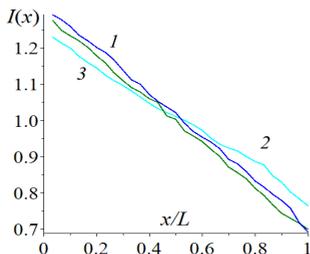


Рис. 3

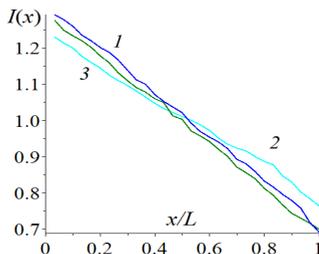


Рис. 4

На рис. 4 приведены зависимости $I(x)$ при значении стандарта флуктуаций ширины неоднородностей $\sigma_S = 0.01\lambda$, что означает практически одинаковую ширину S_m всех флуктуаций. Все остальные значения параметров такие же, что и для рис. 3. Номера кривых 1, 2 и 3 отвечают тем же, что и на рис. 3, вероятностным распределениям для амплитуды $|A_m|$. Из сопоставления рис. 3 и рис. 4 следует, что при одинаковых параметрах A , σ_A и S средняя интенсивность $I(x)$ слабо зависит от значений стандарта флуктуаций σ_S .

Выводы

В работе предложена методика вычисления средней интенсивности поля плоской волны, рассеянной на слое со случайно-неоднородными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости среды, для сравнительно больших амплитуд флуктуаций ($|A_m| \lesssim 1$) прямоугольной формы. Показано, что средняя интенсивность как функция от координаты внутри слоя $\langle J(x) \rangle$ при одинаковых средней ширине, а также средней амплитуде и дисперсии амплитуды возмущений слабо зависит от вида модели вероятностного распределения амплитуды.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-12-00459).

- [1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника. 2017. Т. 62, №. 10. С. 945.
 [2] Жуковский М.Е., Родионов И.В. Основы теории вероятностей. — М.: МФТИ, 2015, 82 с.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ И ЭНТРОПИЙНЫХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

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

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В НИРФИ ННГУ разработан и регулярно применяется в исследованиях ионосферы и нейтральной атмосферы метод, основанный на создании искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы [1]. Метод позволяет измерять параметры ионизованной и нейтральной составляющих нижней ионосферы и регистрировать их пространственно-временные вариации, обусловленные распространением атмосферных волн и атмосферной турбулентностью. В том числе, измеряется скорость регулярного вертикального движения плазмы, равная скорости нейтральной компоненты вплоть до высоты 120–130 км [2].

Характерные примеры высотных профилей вертикальной скорости, на которых видна постоянная смена направления скорости с высотой (отрицательные значения означают движение вверх) и абсолютные значения скорости до 4 м/с, приведены на рис. 1, 2.

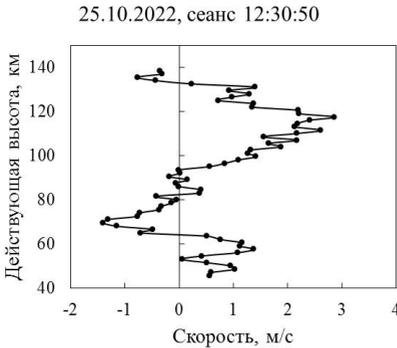


Рис. 1

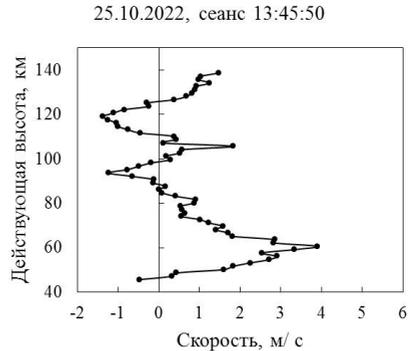


Рис. 2

Возникает вопрос об источниках таких вертикальных движений. Одним из них может быть распространение акустико-гравитационных волн (АГВ). В данной работе рассматривается задача о распространении АГВ в условиях регулярного вертикального движения среды.

Постановка задачи

Рассмотрим распространение волн в изотермической атмосфере в условиях движения равновесной среды с постоянной скоростью w_0 по вертикали z . Исходные линеаризованные уравнения для слабых гармонических во времени возмущений, перемещающихся вдоль оси z , представим в виде системы (1) – (3):

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} - g\rho_0 \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0\frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz} - c_s^2\left(\frac{dp}{dt} + w\frac{d\rho_0}{dz}\right) = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (1)–(3) использованы следующие обозначения: p и ρ – давление и плотность газа, w – скорость движения среды вдоль вертикальной оси z , c_s – скорость звука, g – ускорение поля тяжести. Значком 0 помечены равновесные величины, а выражение $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + w_0\frac{\partial}{\partial z}$ означает полную производную по времени. Уточним, что применительно к давлению и плотности полную производную по времени надо дополнить слагаемым $w\frac{d\rho_0}{dz}$ и $w\frac{d\rho_0}{dz}$.

При дальнейшем анализе исходной системы уравнений (1) – (3) учтем, что зависимость плотности от высоты $\rho_0(z)$ подчиняется барометрической формуле $\rho_0(z) = \rho_s \exp(-z/H)$, в которой H – высота однородной атмосферы. Условием равновесия невозмущенной среды является равенство $\frac{d\rho_0}{dz} = -\rho_0 g$.

Уравнение (3) предполагает возможность адиабатического характера распространения возмущений. Действительно, вводя в анализ энтропию S идеального газа по формуле согласно [3, 4]

$$S - S_0 = c_v \ln(p\rho^{-\gamma}), \quad (4)$$

и вычисляя полную производную от обеих частей выражения (4), а также учитывая малость возмущений $p \ll p_0, \rho \ll \rho_0$ получаем уравнение

$$\frac{d(S - S_0)}{dt} = \frac{c_v}{p_0} \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\gamma p_0}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt} \right). \quad (5)$$

При записи (5) использованы обозначения: $\gamma = c_p/c_v$, где c_p и c_v – теплоемкости газа при постоянном давлении и объеме соответственно, $c_s^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$ – квадрат скорости звука.

Таким образом, из выражения (5) следует, что часто используемое условие связи давления и плотности в виде (3) эквивалентно адиабатичности распространяющихся возмущений. Заметим, что в изотермической атмосфере скорость звука постоянна, а энтропия S_0 меняется с высотой z .

Из выражения (5) согласно [3] следует простая связь возмущений давления p , плотности ρ и энтропии S :

$$p = c_s^2 \rho + \frac{p_0}{c_v} S. \quad (6)$$

Решение задачи. Характеристики волн

Найдем характеристики волн, распространяющихся по вертикали, предполагая, что давление и плотность изменяются со временем и в пространстве как

$$p, \rho \sim \exp(-i\omega t + ikz - k_0 z). \quad (7)$$

Вертикальная скорость возмущений w

$$w \sim \exp(-i\omega t + ikz + k_0 z) \quad (8)$$

в отличие от давления p и плотности ρ нарастает с увеличением координаты z в соответствие с фактором $k_0 z = \frac{z}{2H}$. Если выражения (7) и (8) подставить в исходную систему уравнений (1) – (3), то волновое число κ , частота ω , а также параметры, характеризующие невозмущенную среду, оказываются связанными дисперсионным уравнением

$$(\Omega^2 + \Gamma^2)[(\Omega^2 + \Gamma^2) - c_s^2(\kappa^2 + k_0^2)], \quad (9)$$

в котором $\Omega = \omega - \kappa w_0$ – доплеровски сдвинутая частота, а $\Gamma^2 = w_0^2 k_0^2$.

Уравнение (9) определяет два возможных решения. Одно из них описывает акустико-гравитационные волны (АГВ), распространяющиеся в вертикальном направлении с групповой скоростью

$$V_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial \kappa} = w_0 + c_s \kappa [\kappa^2 + k_0^2 - w_0^2 \kappa_0^2 / c_s^2]^{-1/2}. \quad (10)$$

Другое решение имеет вид:

$$\Omega^2 + w_0^2 k_0^2 = 0. \quad (11)$$

Решение (11) характеризует энтропийную волну, которая распространяется со скоростью движения среды и растет с инкрементом $\Gamma = w_0 k_0$. Укажем в связи с этим на известный экспериментальный факт под названием «явление Рийке» о возбуждении звуковых колебаний в трубе потоком воздуха, подробно описанный в [5, 6]. Условие существования энтропийной волны в случае однородной среды ($H \rightarrow \infty$) совпадает с приведенным в [7] $\Omega = 0$. Заметим, что в электродинамике также получено решение для растущей энтропийной волны [8].

Поляризационные характеристики волн определяются формулами:

$$\rho = (k_0 - i\kappa)\rho_0 w / \beta \quad (12)$$

$$p = \left[i\kappa c_s^2 + g \left(\frac{\gamma}{2} - 1 \right) \right] \rho_0 w / \beta \quad (13)$$

$$\beta = i\Omega + k_0 w_0. \quad (14)$$

Соотношения (12) – (14) могут быть использованы для анализа экспериментальных данных по исследованию характеристик атмосферных волн.

Заключение

В работе показано, что при наличии в атмосфере Земли вертикальных движений среды (вертикального ветра) кроме распространения АГВ возможно и распространение энтропийной моды. Если источник, действующий ограниченное время, генерирует оба типа волн, то в дальнейшем цуги этих волн разойдутся в пространстве из-за значительной разницы в их групповых скоростях. Это обстоятельство, вероятно, позволит обнаружить энтропийные волны и определить их параметры.

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации.

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
- [2] Гершман Б.Н. Динамика ионосферной плазмы. – М.: Наука, 1974, 256 с.
- [3] Блохинцев Д.И. Акустика неоднородной движущейся среды. – М: Наука, 1981, 206 с.
- [4] Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. – М: Мир, 1973, 758 с.
- [5] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М: Наука, 1966, 520 с.
- [6] Рэлей Дж. Теория звука. Том 2. – М: Гостехиздат, 1955. С. 222.
- [7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М, Теоретическая физика. Том 6. Гидродинамика. –М: Наука, 1986, 736 с.
- [8] Сомов Б.В., Джалилов М.С., Штауде Ю. О неустойчивости энтропийных волн в космической плазме. Космические исследования 2008. Т. 46, №. 5. С. 408.

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЕ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В ЛИНИИ 630 НМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ СТЕНДА СУРА

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

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Искусственное свечение ионосферы наблюдается в F-области под воздействием мощного электромагнитного излучения в результате следующей цепочки явлений: (1) взаимодействие волны накачки обыкновенной поляризации (О) на частоте f_0 , меньшей критической частоты F2-слоя ионосферы f_{OF2} , с ионосферной плазмой приводит к генерации плазменных волн в области отражения волны накачки; (2) плазменные волны эффективно ускоряют свободные электроны; (3) электроны, приобретающие в результате ускорения необходимую энергию $E > E_n$, при столкновениях возбуждают определённые энергетические уровни (E_n – потенциал возбуждения уровня) нейтральных атомов или ионов ионосферного газа; (4) в процессе релаксации возбуждённого атома (иона) до основного состояния происходит высвечивание фотона.

Имеет место конкурирующий эффект: подавление фонового свечения ионосферы. Он возникает вследствие уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации с ростом температуры электронов при нагреве плазменными волнами, что приводит к уменьшению концентрации возбуждённых атомов, ответственных за генерацию свечения. Наиболее низким порогом возбуждения (1,96 эВ) является красная линия атомарного кислорода O(1D) ($\lambda = 630$ нм и время жизни $\tau = 107$ с).

В случае регистрации искусственного свечения в нескольких разнесённых в пространстве пунктах появляется возможность оценить структуру и пространственные характеристики возмущенной области ионосферы. В 2021-2024 гг. эксперименты по регистрации искусственного свечения при воздействии мощным КВ радиоизлучением стенда СУРА в линии $\lambda = 630$ нм проводились в трех разнесённых пунктах наблюдения – стенд СУРА (географические координаты 56,15° с. ш., 46,10° в. д.), Магнитная обсерватория Казанского университета (55,56° с.ш., 48,45° в. д.) и деревня Заключная (Перевозский район Нижегородской обл., 55.54° с. ш., 44.53° в. д.) Воздействие на ионосферу осуществлялось с помощью КВ радиоизлучения обыкновенной поляризации при вертикальной ориентации диаграммы направленности стенда, либо при наклоне диаграммы на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана на частоте $f_0 = 4785$ кГц - 4 300 кГц, эффективная излучаемая мощность составляла $P_{эф} \sim 80 - 100$ МВт. Воздействие осуществлялось в режиме 2,5 минуты – непрерывное излучение, 3,5 минуты – пауза. Подробно методика регистрации и анализа портретов ночного неба описана в [1, 2].

В силу большого расстояния между регистрационными пунктами (>100 км) существование удачных условий для регистрации свечения (облачный покров) в различных пунктах оказывается весьма редким явлением. В течение двух кампаний 2021 г. не было ни одного сеанса воздействия, когда эффект генерации искусственного оптического свечения (ИОС), либо эффект подавления фона наблюдались сразу в трех регистрационных пунктах. В экспериментах 2022 г. погодные условия были более удачными и ИОС удалось зарегистрировать во всех трех пунктах наблюдения, хотя, по-видимому, прозрачность атмосферы, и, следовательно, яркость изображений на снимках, были различными. Примеры регистрации приведены на рис. 1 и 2.

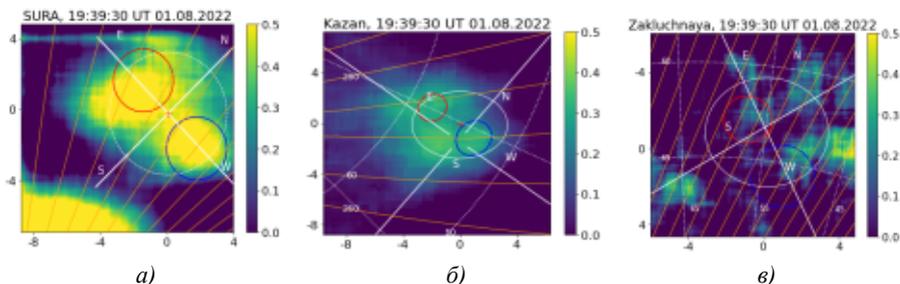


Рис. 1

На рис. 1 представлены снимок ночного неба в линии $\lambda = 630$ нм, зарегистрированный в 01.08.2022 г. в 19:39:30 UT. Время начала регистрации снимка со временем экспозиции 25 с, а также пункт регистрации указаны сверху панели. Красным и синим контурами показан предварительный расчет размера и местоположения областей свечения. Воздействие на ионосферу КВ радиоизлучением 1 августа 2022 год осуществлялось при вертикальной ориентации диаграммы направленности. Параметры контуров соответственно красный/синий: $56,10^\circ/56,14^\circ$ с.ш.; $46,36^\circ/45,93^\circ$ в.д.; высота = $250^\circ/255^\circ$ км; большая полуось эллипса 9 км/11 км; малая – 7 км/8 км. Оранжевыми линиями показаны проекции силовых линий геомагнитного поля на плоскость снимка (для Магнитной обсерватории КФУ – на кадре, на котором присутствует ИОС). На кадры с каждого пункта также нанесены направление сторон света (белые линии), радиальные линии, азимутальные круги (пунктирные белые линии) и схематичное изображение диаграммы направленности стенда СУРА (белый круг).

На рис. 2 представлен результат 3D-моделирования области свечения. 3D-моделирование проводилось с помощью разработанного ПО. Из наиболее подходящих, с нашей точки зрения, параметров контуров с рис. 1 строились объемные сфероиды, вытянутые вдоль магнитного поля. Стрелками показано направление магнитных силовых линий, а также стороны света. Пунктирный круг — это круг компаса, где красная линия соответствует северу, синяя — югу, зеленая — востоку и розовая — западу. Бирюзовая линия — проекция магнитных силовых линий на горизонтальную плоскость соответствует магнитному меридиану. Серый конус — диаграмма направленности стенда Сура. По данному результату и дальнейшей работе над ним планируется установить реальное расположения пятен свечения в пространстве и исследовать пространственную структуру области возмущения. На рисунке; панель а) взгляд с восточной стороны (стороны Казани); панель б) взгляд снизу на стенде СУРА; в) взгляд с юго-западной стороны (д. Заклучная).

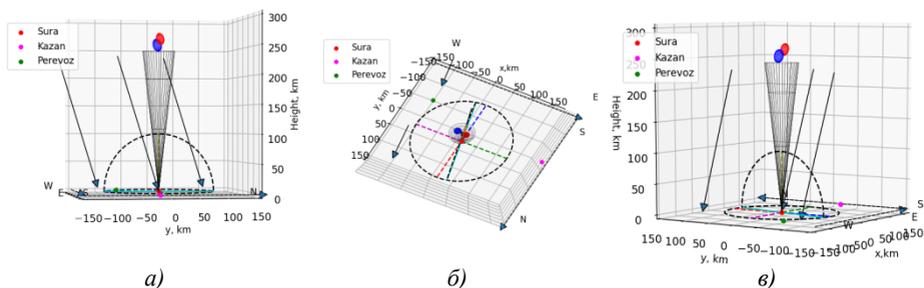


Рис. 2

На рис. 3 и 4 продемонстрирован уже другой сеанс наблюдения — 31 июля 2022 г. 20:03:00 UT при наклоне диаграммы стэнда СУРА на юг на 12° в плоскости магнитного меридиана. Желтая пунктирная линия соответствует вертикальному направлению. Особенностью данного сеанса является одновременное присутствие как области оптического свечения, так и подавления фонового излучения ионосферы. Параметры контуров соответственно красный/синий: Широта = $55,5^\circ/55,61^\circ$ с.ш.; Долгота = $45,9^\circ/46,05^\circ$ в.д.; Высота = 240 км/250 км; Большая полуось эллипса = 19 км/54 км; Малая полуось эллипса = 16 км/45 км.

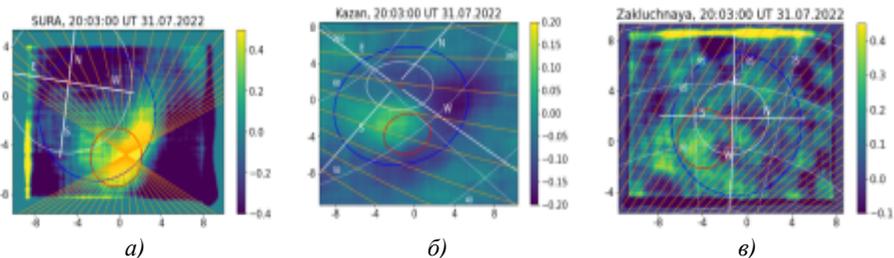


Рис. 3

К настоящему времени предварительно проанализированы всего 2 сеанса воздействия радиоизлучением стэнда СУРА на ионосферу. В 2023 и 2024 гг. накоплен значительный экспериментальный материал по трехпозиционному исследованию области искусственного свечения ионосферы. В дальнейшем планируется более точно установить форму и положение областей генерации искусственного пятен свечения в подавления фонового свечения в пространстве для обработанных сеансов, а также проанализировать весь накопленный объем данных. Это позволит, согласно [3], исследовать крупномасштабную структуру в возмущённой области ионосферы.

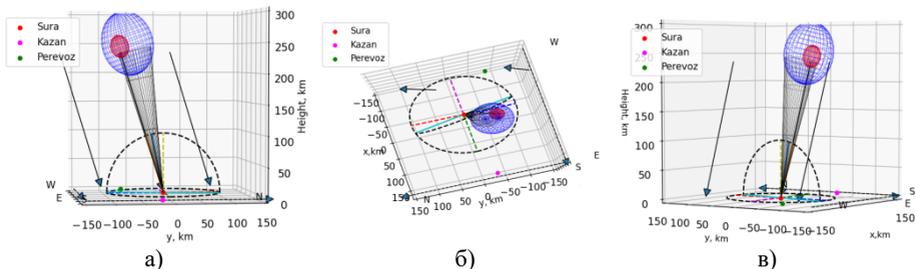


Рис. 4

Авторы выражают благодарность сотрудникам КФУ И.А. Насырову, Д.А. Когогину и В. В. Емельянову, сотрудникам ИСЗФ СО РАН А.Б. Белецкому и И.Д. Ткачёву, сотруднице ННГУ К.К. Грехневой и техническому персоналу стенда СУРА за участие в проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, грант № 20-12-00197П.

- [1] Шиндин А. В., Клименко В.В., Когогин Д.А., Белецкий А.Б., Грач С.М., Насыров И.А., Сергеев Е.Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. №. 11. С. 949.
- [2] Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшинов В.А., Погорелко Н.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55(1–2). С. 36.
- [3] Grach S.M., Nasyrov I.A., Kogogin D.A., Shindin A.V., Sergeev E.N., & Razi Mousavi S.A. // Geophysical Research Letters. 2018. Vol. 45. P. 12, 749. <https://doi.org/10.1029/2018GL080571>

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ РАДИОВОЛН НА ДЛИННЫХ ТРАССАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПИВ

Н.А. Семенова¹⁾, Ф.И. Выборнов^{1, 2)}, С.М. Грач¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Постановка задачи

Целью работы является моделирование распространения КВ радиоволн на длинной трассе среднеширотной ионосферы во время регистрации перемещающегося ионосферного возмущения (ПИВ) Z-образного вида и сопоставление результатов моделирования с дистанционно-частотными характеристиками (ДЧХ) наклонного зондирования ионосферы, полученными в ходе специального эксперимента во время работы ЛЧМ ионозонда 20 июля 2023 г. В качестве исходных данных использовался профиль электронной концентрации для невозмущенной ионосферы (без ПИВ), который определялся по модели IRI2016. Моделирование проводилось для трассы Кипр - Нижний Новгород, ЛЧМ-сигналы излучались с 4:00 до 5:00 UT последовательно с интервалом 5 минут.

Особенности моделирования

Моделирование распространения декаметровых волн проводилось в приближении геометрической оптики. Выполнялся расчет траекторий лучей волн, распространяющихся в сферически-слоистой магнитоактивной ионосферной плазме в присутствии ПИВ. Для обыкновенной и необыкновенной волны решались характеристические лучевые уравнения в сферической системе координат, которая была связана с реальными сферическими географической и магнитной системой координат. В расчетах использовались постоянные вдоль трассы значения характеристик магнитного поля (наклонение геомагнитного поля 63.5° , склонение 7.3° , гирочастота 1.26 МГц), которые определялись по модели IGRF для средней точки трассы.

Возмущение профиля электронной концентрации (неоднородность) при прохождении ПИВ задавалось гармонической функцией (плоской волной с длиной волны L , масштаб которой ограничен по высоте экспонентой) аналогично [1]:

$$N(x, y, z) = N_0(z) \cdot \left[1 + \delta \cdot \exp\left(-\left(\frac{z}{d}\right)^p\right) \cdot \cos\left(-\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (x \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta + y \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta + z \cdot \sin \beta)\right) \right], \quad (1)$$

где $\left(-\frac{2 \cdot \pi}{L} \cdot (x \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta + y \cdot \sin \alpha \cdot \cos \beta + z \cdot \sin \beta)\right) = \mathbf{k} \mathbf{r}$, где \mathbf{k} – волновой вектор, \mathbf{r} – радиус-вектор в локальной декартовой системе координат с центром ($x = y = z = 0$), совпадающим с центром неоднородности (высота центра неоднородности

над поверхностью Земли $H=250$ км); ось x направлена с востока на запад, ось y – с севера на юг; z – по вертикали; $p=2, 4, 6, \dots, 2n$; $N_0(z)$ – значение электронной концентрации в невозмущенной ионосфере (невозмущенный профиль). Использовались следующие параметры неоднородности: относительная амплитуда $\delta=0.1$, характерный масштаб (пространственный период) $L=100$ км, азимутальный угол направления распространения волны $-65^\circ \leq \alpha \leq -30^\circ$, угол наклона фронта волны относительно вертикали $35^\circ \leq \beta \leq 70^\circ$, масштаб $d=50$ км и степень $p=6$ экспоненциального ограничения возмущения профиля по z .

Длина трассы Кипр-Нижний Новгород составляет 2500 км, азимут из пункта передачи в пункт приема 195° (отсчитывается от направления на север по часовой стрелке). Координаты передатчика на Кипре, средней точки и приемника в Нижнем Новгороде равны, соответственно, 35.02 с.ш., 33.77 в.д., 45.67 с.ш., 38.90 в.д. и 56.32 с.ш., 44.02 в.д. При моделировании перемещение фронта плоской волны задавалось сдвигом центра неоднородности (при $H=\text{const}$) вдоль линии широты средней точки трассы с запада на восток. Неоднородность имеет бесконечную протяженность в направлении, перпендикулярном волновому вектору \mathbf{k} , т.е. углы α и β , задающие направление вектора \mathbf{k} , определяют положение плоскости распространения волны в пространстве. Моделирование перемещения неоднородности посредством движения ее центра в горизонтальном направлении (при $H=\text{const}$) означает, что данная плоскость перемещается как единое целое в направлении с запада на восток.

Результаты моделирования и их сопоставление с данными эксперимента

На рис. 1а представлен расчетный график временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О-моды: трем частотам (точки 1, 2, 3) соответствуют три лучевые траектории в проекции на широтную плоскость - рис. 1б, цветом показано пространственное распределение электронной плотности. Как видно из рис. 1б верхние лучи испытывают заметное отклонение от траектории в невозмущенной ионосфере, что приводит к увеличению пути луча и росту задержки.

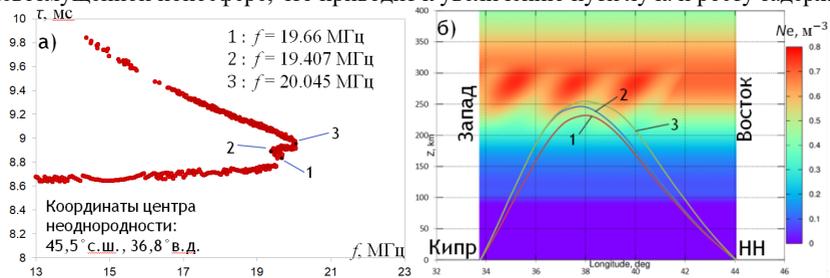


Рис. 1

На рис. 2 представлена серия графиков временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О-моды. На левой панели сверху вниз (а-ж) представлены результаты моделирования для углов $\alpha=-45^\circ$, $\beta=45^\circ$ при положениях центра неоднородности, соответствующих его последовательному перемещению с запада на восток; на правой панели сверху вниз расположены экспериментальные ДЧХ,

полученные в последовательные моменты времени: а,б) 4:05 UTC; в,г) 4:10 UTC; д,е) 4:15 UTC; ж,з) 4:20 UTC.

Качественное рассмотрение динамики перемещения ПИВ в направлении с запада на восток обнаруживает ее соответствие с динамикой снижения с течением времени экспериментальных значений временных задержек в области Z-образного участка следа ДЧХ. Данное соответствие позволяет оценить значение компоненты скорости перемещения ПИВ в направлении с запада на восток: $V_x=176$ м/с. Отметим также, что метод моделирования включает в себя решение задачи оптимизации, т. е. путем последовательного приближения начальных значений прицельных параметров решается задача наилучшего попадания зондирующего луча в область приемника. При этом на расчетных графиках задержек, в особенности для случаев а) и б), можно заметить отсутствие точек или редкие точки в области, где значение временных задержек максимально. Данный эффект соответствует эффекту частичной канализации энергии в крупномасштабных вытянутых неоднородностях при наклонном зондировании ионосферы за счет дифракционного просачивания в окрестности верхних лучей [2]. Используемый нами метод в большинстве случаев справляется с задачей поиска решения в сложной области.

На рис. 2 представлены графики результатов моделирования временных задержек τ (в мс) в зависимости от частоты волны f (в МГц) для О- и Х-моды для других различных комбинациях углов α и β для одного и того же положения центра неоднородности (45,5°с.ш., 36,5°в.д.).

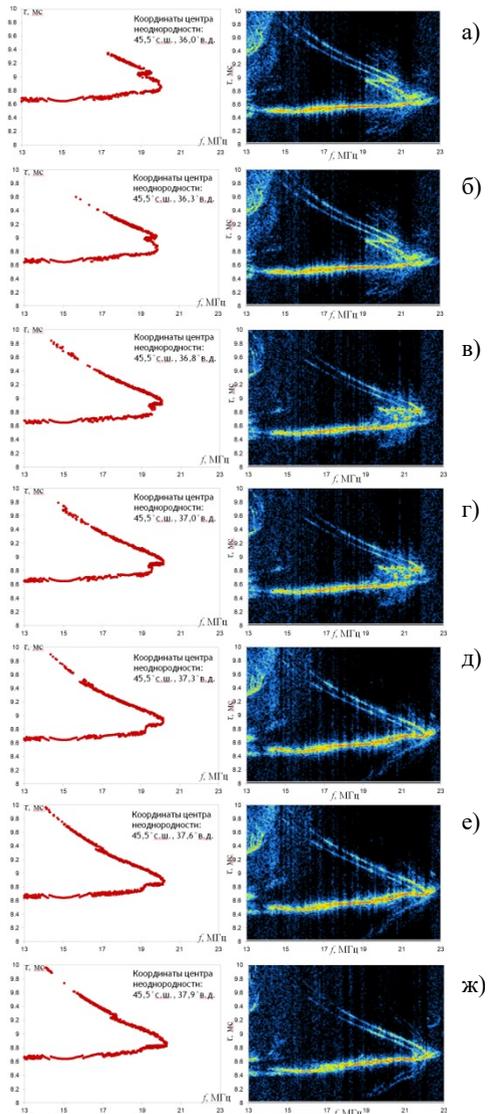


Рис. 2

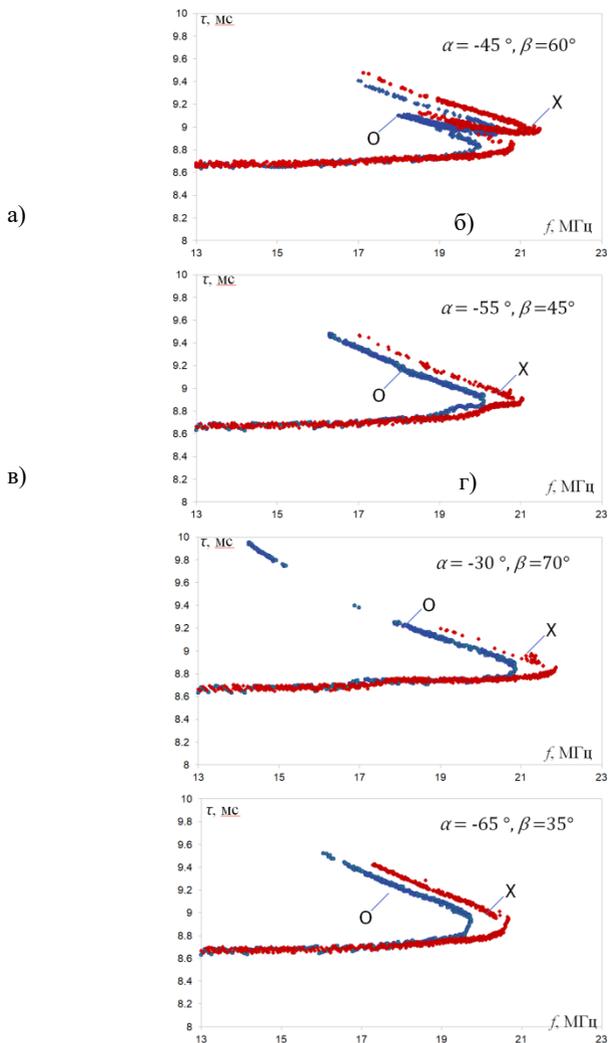


Рис. 3

Углы α и β определяют величину пространственного периода в проекциях на направления вдоль и поперек трассы, $L_{||}$ и L_{\perp} , соответственно (см. рис. 3). Отметим, что пространственный масштаб неоднородности, в частности, в горизонтальной плоскости, существенно влияет на форму Z-образного следа ($L_{||}=410$ км, $L_{\perp}=193$ км для рис. 3а и $L_{||}=236$ км, $L_{\perp}=151$ км для рис. 3в).

Выводы

Траекторные расчеты КВ радиоволн для длинной трассы Кипр – Нижний Новгород при использовании данной модели ПИВ показали качественное соответствие результатов моделирования экспериментальным ДЧХ и позволили сделать выводы о форме, структуре, направлении перемещения и широтной компоненте скорости движения неоднородности (ПИВ). Динамика поведения ПИВ показывает, что регистрируемое снижение со временем верхней кромки Z-образного возмущения на графиках ДЧХ соответствует смещению области неоднородности в направлении с запада на восток, т. е. установлено, что 20.07.2023 в утренние часы ПИВ имел компоненту скорости в направлении с запада на восток (вдоль линии широты). Выполнены оценки значения широтной компоненты скорости ПИВ: $V_x=176$ м/с.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №20-12-00197П).

- [1] Ерухимов Л.М. и др. // Изв. ВУЗов Радиофизика. 1998. Т. 41, №. 1. С. 3.
[2] Егоров И.Б. и др. // Геомагнетизм и аэрномия. 2000. Т. 40, №. 2. С. 34.

О ПРЕДЕЛАХ ПРИМЕНЕНИЯ СПОСОБА ПРОГНОЗА ВРЕМЕНИ РЕГИСТРАЦИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО ОСОБЕННОСТЯМ ПРЕДВЕСТНИКОВ В СОЛНЕЧНОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Большинство современных опубликованных работ по прогнозированию корональных выбросов массы (КВМ) относится к вопросам определения возможной геоэффективности корональных выбросов, тогда как алгоритмов прогнозирования самого факта коронального выброса достаточно мало. При этом в качестве прогностических признаков событий используются, как правило, карты распределения фотосферных магнитных полей и их изменения, машинные алгоритмы на основе статистических связей событий КВМ и элементов магнитных структур.

На основе анализа временных и спектральных данных микроволнового солнечного излучения в широком диапазоне частот (от сотен МГц до 15000 МГц) в период, предшествующий регистрации коронального выброса массы, был создан Способ краткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе [1].

Здесь важно отметить, что высокий уровень солнечной активности в настоящее время не позволяет использовать в исследованиях полную схему ранее разработанного Способа, используя данные радиоизлучения, полученные без пространственного разрешения. Это обусловлено невозможностью отделения радиоизлучения областей Солнца, связанных с формированием КВМ, от радиоизлучения других активных областей Солнца. По той же причине можно говорить только о сверхкраткосрочном прогнозе времени регистрации КВМ на коронографе: о регистрации широкополосных микроволновых предвестников на интервале за 2 часа до события в виде подобного поведения спорадической компоненты радиоизлучения на различных частотах, совокупности всплесковых явлений с взрывным ростом (от долей до десятков сек).

Поэтому, при исследовании явлений в радиоизлучении, предшествующих первому появлению в поле зрения коронографа конкретного коронального выброса массы, из всех событий выбирались такие, перед которыми на протяжении, по крайней мере, 3-х часов не наблюдалось других КВМ или мощных вспышечных явлений.

Очевидно, что разработанный Способ применим при условии, когда источник КВМ наблюдается на видимой стороне диска Солнца на протяжении нескольких дней и используются данные о радиоизлучении на фиксированных частотах в диапазоне от сотен МГц до 15000 МГц.

В то же время, поскольку радиоизлучение Солнца из центров активности, с которыми, как правило, связаны источники вспышек и КВМ, формируется на всей совокупности высот фотосферы, хромосферы и короны Солнца, то существуют возможности наблюдений за активными областями в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. При этом существуют возможности наблюдений радио-спектрографами в диапазоне частот радиоизлучения ниже 100 МГц за активными областями за восточным и западным лимбами солнечного диска.

Возможность таких наблюдений ограничивается 2-3 сутками в течение временного интервала, когда еще наблюдается активная область на высотах хромосферы и короны Солнца. Этого может оказаться достаточным для эффективности прогностических целей, поскольку именно такой временной период определяет приход КВМ к Земле.

В данной работе рассмотрены пределы применения сверхкраткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе по радиоданным в широком диапазоне длин волн для событий КВМ, происходящих как на поверхности Солнца, так и на лимбе или за ним. Такое рассмотрение проведено для зарегистрированных в апреле-мае 2023 года корональных выбросов массы.

Информация о регистрации корональных выбросов массы доступна в каталоге *SOHO LASCO CME CATALOG*. Данные Мировой службы Солнца содержали данные солнечных обсерваторий Learmonth (LEA), Sagamore Hill (SAG), Palehua (PAL), San Vito (SVI). Результаты наблюдений на спектрографах доступны на сайте *International Network of Solar Radio Spectrometers (e-CALLISTO)*.

Результаты

В апреле 2023 г. было зарегистрировано 153 корональных выбросов массы, 92 из них – уединенные. Радиоизлучение в различных диапазонах наблюдалось у 56 КВМ.

В мае 2023 г. зарегистрировано 190 КВМ, 106 из них – уединенные. Радиоизлучение в различных диапазонах наблюдалось у 84 корональных выбросов.

Приведем подтверждение результатов предыдущих исследований радиопредвестников корональных выбросов массы на материалах событий апреля-мая 2023 г.

КВМ, наблюдающиеся на видимой стороне диска, но не сопровождающиеся явлениями в радиодиапазоне, в большинстве случаев представляют собой события с небольшими угловыми размерами (их средняя скорость составляла ≤ 500 км/с, а средняя угловая ширина событий – менее 40°), см. рис. 1 (по данным *LASCO C2*).

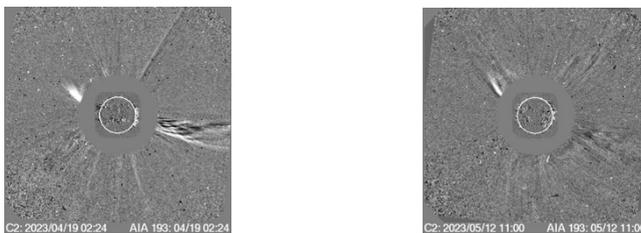


Рис. 1

Событиям КВМ типа гало с источником, расположенным на видимой поверхности Солнца, предшествуют широкополосные предвестники, начинающиеся в интервале 25÷60 мин до регистрации КВМ на коронографе, при этом сами корональные выбросы массы являются высокоскоростными.

Ниже приведен пример события КВМ типа гало 09.05.2023 в 19:00 UT. Начальная скорость распространения выброса равна 1209 км/с. На рисунках ниже приведены магнитограммы Солнца по данным SDO HMI, изображения зарегистрированных КВМ по данным *LASCO C2* и временные изменения потока радиоизлучения S в форме схематических профилей. Справа указаны частоты наблюдений в МГц, правая граница

горизонтальной оси соответствует моменту регистрации выбросов на коронографе *LASCO C2*.

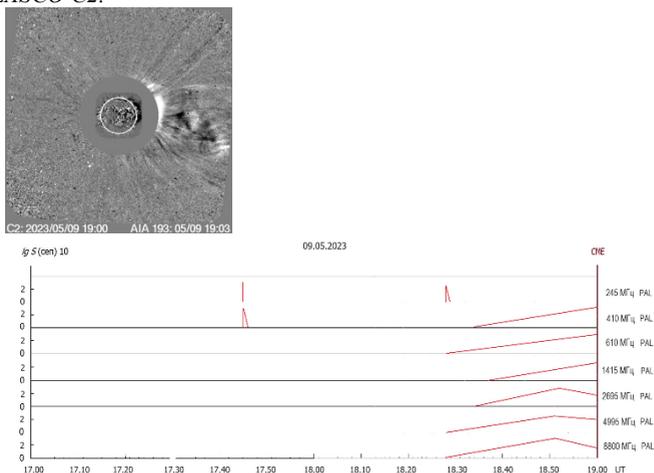


Рис. 2

В апреле 2023 г. из 56 радиопредвестников 34 регистрируются только спектрографами. В мае 2023 г. из 84 радиопредвестников 47 регистрируются только спектрографами. В остальных случаях регистрация есть и на фиксированных частотах и спектрографами. Наличие радиоизлучения на низких частотах отражает, по-видимому, либо характер формирования СМЕ, либо условия распространения радиоизлучения.

Ниже приведем совместную схему потоков радиоизлучения, наблюдаемых на фиксированных частотах и наблюдений на спектрографах для представленной КВМ типа гало (рис. 3).

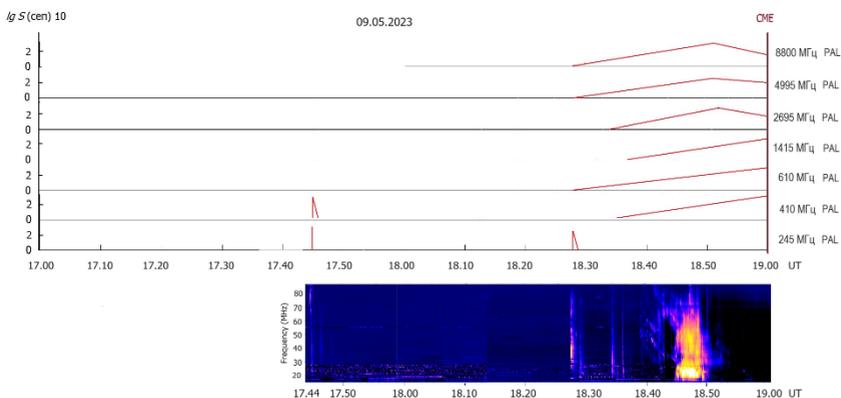


Рис. 3

Совокупность предвестников КВМ наблюдается в широком спектре частот от 20 МГц до 8800 МГц, т.е. практически на всех высотах от хромосферы до нижней короны, причем, возмущение в радиодиапазоне начинается с низких частот.

Когда источник СМЕ находится на обратной стороне диска Солнца, очевидно, радио предвестники не регистрируются. В то же время, существуют возможности наблюдений за активными областями в периоды их нахождения за восточным и западным краями солнечного диска. Приведем пример залимбового КВМ и наблюдаемого радиозлучения.

Наблюдаемое слабое событие КВМ 21 мая 2023 года в 20:36 UT, связано с активной областью на западном лимбе Солнца (отмечено желтым кружком на рис. 4).

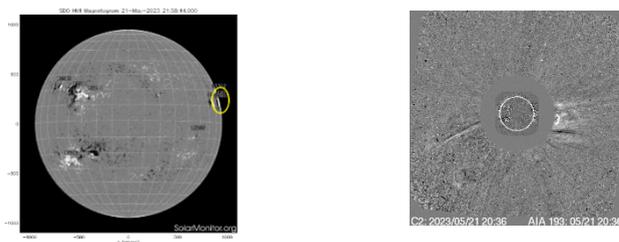


Рис. 4

Отметим, что до этого момента, примерно за 45 мин до регистрации КВМ, наблюдается всплеск на частоте 245 МГц и далее спорадическое излучение в диапазоне 10-80 МГц, см. рис. 5.

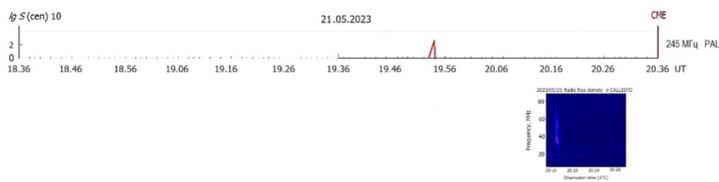


Рис. 5

Заключение

Таким образом, из проведенного рассмотрения и приведенных примеров можно сделать вывод, что Способ краткосрочного прогноза времени регистрации КВМ на коронографе, основанный на наблюдении радиопредвестников на фиксированных частотах, эффективен, в основном, для источников КВМ, находящихся на диске и на лимбе.

Что касается источников, расположенных за лимбом, для прогнозирования их времени регистрации на LASCO C2 необходимы данные спектрографов метрового и дециметрового диапазонов.

Работа выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

- [1] Фридман В.М., Шейнер О.А. Способ краткосрочного прогноза времени регистрации явления коронального выброса массы (КВМ) // Патент на изобретение RU 2630535. 11.09.2017. Заявка № 2016100808 от 12.01.2016.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

Д.А. Смирнов^{1, 2)}, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

В настоящее время актуальным направлением исследований является развитие методов радиодиагностики солнечных вспышек. Так как изменение величины магнитного поля в короне напрямую связано с процессом диссипации свободной магнитной энергии во время вспышки и, следовательно, с механизмами энерговыделения и ускорения частиц во время солнечных вспышек, то вопрос изучения динамики этого параметра важен для понимания физических процессов, происходящих во время вспышечных процессов, и может пролить свет на механизмы, лежащие в их основе.

Отобранные события

Для выполнения радиодиагностики были выбраны две солнечные вспышки, зафиксированные на Сибирском радиогелиографе (СРГ). Отбор осуществлялся в соответствии с критериями: а) присутствие на временном профиле интегральной плотности потока излучения от вспышки одного или нескольких четко выраженных максимумов, а также хорошо различимых фаз роста и спада; б) длительность всплеска, достаточная для анализа динамики восстанавливаемых параметров; в) приемлемое качество радиокарт, синтезируемых на основе данных, полученных с помощью СРГ.

Вспышечное событие 20 января 2022 года, произошедшее в активной области NOAA №12929, имело GOES класс M5.5 и наблюдалось в диапазоне частот 6-12 ГГц. Радиовсплеск состоит по крайней мере из трёх пиков излучения, наложенных друг на друга, с суммарной продолжительностью около 15 минут. Для проведения радиодиагностики было выбрано 8 моментов времени: 4 для максимумов всплеска, 2 для фаз роста плотности потока излучения и 2 для фаз спада.

Вспышечное событие 16 июля 2023 года, произошедшее в активной области NOAA №13372, имело GOES класс M1.1 и наблюдалось в диапазоне частот 3-12 ГГц. Соответствующий радиовсплеск был в 6 раз короче, чем во вспышке 20 января 2022 года (длительность около 2.5 минут). Однако, он также состоит из нескольких пиков излучения, каждый из которых длится 30-50 сек. Для проведения радиодиагностики было выбрано 10 моментов времени: 3 для максимумов всплеска, 4 для фаз роста и 3 для фаз спада.

Подготовка данных

Перед процедурой получения частотного спектра с целью его дальнейшего восстановления проводился комплекс мероприятий по подготовке радиоизображений. Он включал в себя, в частности, собственно синтез радиоизображений из данных наблюдений СРГ, последующую калибровку значений яркостной температуры всего

изображения Солнца, а также выравнивание изображений на различных частотах между собой.

Для проведения диагностики использовались частотные спектры плотности потока излучения от участка радиоизображения вспышки, соответствующего площадке размером 3×3 пикселя ($S = 2.76 \cdot 10^{17} \text{ см}^2$) в районе наиболее яркой точки в активной области на частоте 8.6 ГГц. Полученный таким образом частотный спектр аппроксимировался полиномиальной функцией для устранения разброса наблюдаемых значений, связанных с инструментальными погрешностями измерений.

Проведение радиодиагностики

Восстановление параметров плазмы во вспышечной петле осуществлялось методом подгонки на основе генетического алгоритма, путем минимизации функционала, содержащего характеристики излучения как полученные из наблюдений, так и рассчитанные по предполагаемым параметрам с помощью специальной библиотеки [1]. Подробно методы решения данной задачи описаны в работах [2, 3].

С достаточной точностью для данных событий удалось восстановить следующие параметры: напряженность магнитного поля B , угол между направлениями магнитного поля и луча зрения θ , показатель энергетического спектра δ_1 в одностепенных распределениях электронов $N(E) = AE^{-\delta_1}$.

Результаты восстановления параметров

Результаты радиодиагностики для вспышки 20 января 2022 года представлены в таблице 1. На рис. 1 отражена динамика изменения параметра B в ходе вспышки.

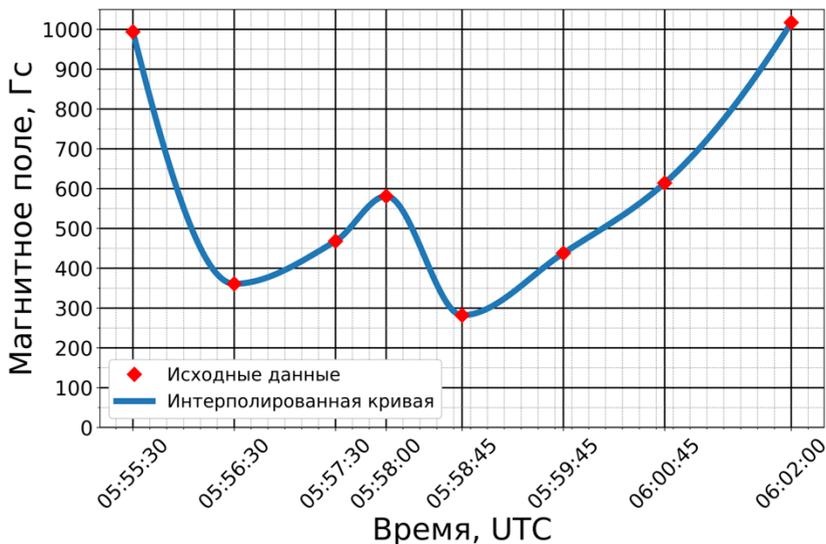


Рис. 1

Табл. 2

	Время, UT	B , Гаусс	θ , град	δ_1
Видно, что: 1) В первые минуты вспышки на фазе роста плотности потока радиоизлучения, наблюдается снижение магнитного поля с ~ 990 Гс до ~ 360 Гс, что соответствует скорости уменьшения поля $\Delta B/\Delta t \approx -11$ Гс/с. 2) После прохождения первого пика (05:56:30 UTC) поле начинает расти. 3) В минимуме между 2-м и 3-м пиком	08:23:51	84	135	4.97
	08:24:00	79	143	4.78
	08:24:08	78	132	4.97
	08:24:13	84	137	3.95
	08:24:20	78	139	4.26
	08:24:39	51	137	3.99
	08:24:46	70	136	4.28
	08:25:41	83	126	4.60
	08:25:45	104	130	4.30
	08:26:00	147	130	3.98

Табл. 1

Время, UT	B , Гаусс	θ , град	δ_1
05:55:30	994	92	22.1
05:56:30	361	105	10.2
05:57:30	468	124	9.9
05:58:00	581	119	8.8
05:58:45	282	113	8.5
05:59:45	438	116	9.7
06:00:45	614	130	10.1
06:02:00	1017	174	10.8

(05:58:00 UTC) поле достигает локального максимума 580 Гс и начинает уменьшаться со скоростью $\Delta B/\Delta t \approx -7$ Гс/с.
 4) В максимуме всплеска (третий пик, момент 05:58:45 UTC) поле принимает наименьшее значение $B \approx 280$ Гс.
 5) После прохождения максимума поле опять начинает увеличиваться со скоростью $\Delta B/\Delta t \approx 3.6$ Гс/с в течение 3 минут, достигая в конце значения $B \approx 1020$ Гс.

Для данного события энергетический спектр электронов необычно крутой. Показатель спектра уменьшается на фазе роста, начиная от $\delta_1 = 22$ и достигая $\delta_1 = 8.5$ в максимуме всплеска, а на фазе спада главного пика излучения (05:59:45 – 06:02:00 UTC) увеличивается до $\delta_1 = 10.8$. Также на этом интервале времени происходит монотонный рост угла θ (от 113 град до 174 град), означающий, что угол между лучом зрения и направлением силовых линий уменьшается с 67 до 5 градусов.

Результаты радиодиагностики для вспышки 16 июля 2023 года представлены в таблице 2. На рис. 2 показана динамика изменения параметра B в ходе вспышки.

Для вспышки 16 июля 2023 года значения восстановленных параметров довольно сильно отличаются от соответствующих параметров для вспышки 20.01.2022 г. Величина магнитного поля меньше на порядок, а показатель энергетического спектра меньше в 2-4 раза. Сильных изменений параметров θ и δ_1 зафиксировано не было. Однако относительные вариации поля B также значительны, и характер изменения схож с динамикой поля в радиисточнике вспышки 20.01.2022 г. По крайней мере это проявляется для двух наиболее интенсивных пиков излучения.

- 1) Для первого пика ($t_{max} = 08:24:08$ UTC) на фазе роста поле слегка уменьшается с 84 Гс до 78 Гс, а на фазе спада увеличивается.

- 2) Наиболее заметно это уменьшение поля на фазе роста проявилось для второго пика ($t_{max} = 08:24:39 - 08:24:46$ UTC): поле сначала уменьшается с 84 Гс до 51 Гс, а



Рис. 2

затем увеличивается до 83 Гс.

- 3) На фазе спада третьего пика ($t_{max} = 08:25:41$ UTC) поле быстро увеличивается и достигает значения 147 Гс.

В итоге, после главного пика вспышки, поле выросло в 3 раза, а средняя скорость его изменения составила $\Delta B/\Delta t \approx 1.2$ Гс/с.

Выводы

По результатам радиодиагностики наблюдается следующая закономерность: в каждом пике всплеска поле уменьшается, а на фазе спада интенсивности пика поле увеличивается, причем скорость этих изменений варьируется от единиц Гс/с до десяти Гс/с.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 22-12-00308.

- [1] Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast Gyrosynchrotron Codes // The Astrophysical Journal. 2010. Vol. 721, No. 2. P. 1127. DOI: 10.1088/0004-637X/721/2/1127
- [2] Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. Vol. 54, No. 7. P. 933. DOI: 10.1134/S0016793214070081

- [3] Смирнов Д.А., Моргачев А.С., Мельников В.Ф. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию М.Т. Греховой. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С. 183.

О НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЕ МАГНИТНОЙ БУРИ 12 СЕНТЯБРЯ 2023 Г.

Ф.И. Выборнов^{1,2)}, О.А. Шейнер¹⁾, А.А. Колчев³⁾, Е.Ю. Зыков³⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

³⁾ КФУ

Введение

В ночь с 12 на 13 сентября 2023 г. на территории Нижегородской области наблюдались полярные сияния с ярко-выраженной зеленой компонентой, обусловленной свечением атомов кислорода на высотах ионосферы при взаимодействии их с энергичными частицами. С 15:00 часов (МСК) началась геомагнитная буря класса G1, сопровождающаяся увеличением индекса Kp до значения 5+[1]. Появление полярных сияний на средних широтах является одним из возможных проявлений подобных геомагнитных возмущений.

В это время на средних широтах проводился комплексный эксперимент по исследованию ионосферы системой среднеширотных синхронно работающих по специальной программе ЛЧМ-станций наклонного зондирования. В эксперименте были задействованы две ионосферные станции вертикального зондирования (CADI в Васильсурске и Циклон в Казани). Далее приводятся схема проведения эксперимента и первые полученные результаты.

Описание эксперимента и полученные результаты

Целью эксперимента было проведение измерений параметров естественно возмущенной ионосферы (перемещающихся ионосферных возмущений и диффузности F-слоя ионосферы) с высоким временным разрешением системой среднеширотных синхронно работающих ЛЧМ-станций на слабонаклонных трассах. Измерения проводились 12 сентября 2023 г. в г. Нижнем Новгороде, пгт Васильсурск, г. Казани и г. Йошкар-Оле. Схема взаимного расположения станций приведена на рис. 1 (отмечены красными точками), а в табл. 1 приведены их координаты (R – приемные, T – передающие станции).

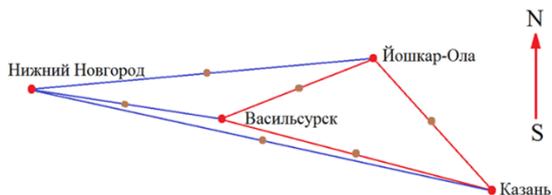


Рис. 1

ЛЧМ ионозонды работали 12 сентября 2023 г. с 15:00 до 23:30 МСК, а 13 и 14 сентября с 17:30 до 20:00. Диапазон частот зондирования был 3 – 9 МГц. Перестройка частоты проводилась со скоростью 110 кГц/с. Станции включались на передачу последовательно каждую минуту. На прием ЛЧМ станции работали, когда не излучали.

Табл. 1

№	Места расположений	Координаты
1	пгт Васильсурск (R, T)	56,13° N; 46,08° E
2	г. Казань (R, T)	55,8° N; 49,12° E
3	г. Йошкар-Ола (R, T)	56,62° N; 47,87° E
4	г. Нижний Новгород (R)	56,32° N; 44,02° E

На рис. 2 приведен индекс геомагнитной активности DST [2] (для 12 и 13 сентября 2023 г.), где синим цветом выделен интервал отрицательной фазы бури, который обсуждается далее.

12 сентября 2023 г. в 18:59 МСК на дистанционно-частотных характеристиках (ДЧХ) (см. рис. 3 для трассы Васильсурск – Нижний Новгород) появилась область рассеянного сигнала (задержка около 6 мс, диапазон частот 8 – 11 МГц). В 19:05 МСК область рассеяния сместилась до задержек 4 – 5 мс, а диапазон частот увеличился до 6 – 11 МГц. Далее до 19:17 МСК наблюдалось увеличение интенсивности рассеянного сигнала при непрерывном смещении области рассеяния до задержек 3,5 – 5 мс. За время с 19:23 до 19:29 МСК область рассеяния постепенно исчезла с уменьшением правой границы частотного диапазона.

На трассе Казань – Нижний Новгород похожий сигнал стал наблюдаться в 19:04 МСК с диапазоном задержек 4,5 – 8 мс в диапазоне 8 – 11 МГц. В 19:08 МСК дополнительный сигнал наблюдался только в области 11 МГц. На частоте вблизи 8 МГц рассеянный сигнал вновь стал наблюдаться в 19:20 МСК и регистрировался до 19:28 МСК.

Анализ результатов эксперимента

Зная координаты ЛЧМ станций и зарегистрированные временные задержки рассеянного сигнала были выполнены оценки высоты рассеяния ЛЧМ сигнала. Рассеяние наблюдалось от F-области ионосферы с высот 150 – 220 км. Структура диффузного сигнала позволяет предположить, что наблюдалось ракурсное рассеяние на сильно вытянутых ионосферных неоднородностях. Аналогичные эффекты ранее наблюдались во время сильной магнитной бури в 2015 году (см. подробнее [3]). Из-за разного удаления ЛЧМ-передатчиков от Нижнего Новгорода ракурсные условия выполнялись при разных углах. Это повлияло на интенсивность принимаемого сигнала и объясняет более позднее обнаружение ЛЧМ-сигнала из Казани. Область возмущения распространялась

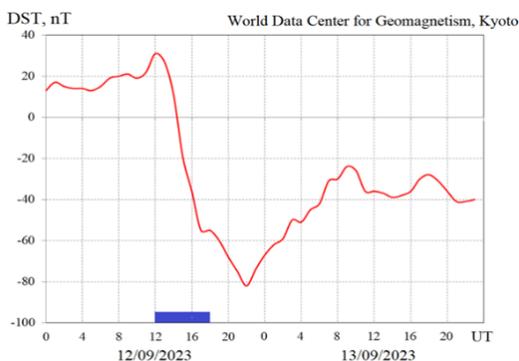
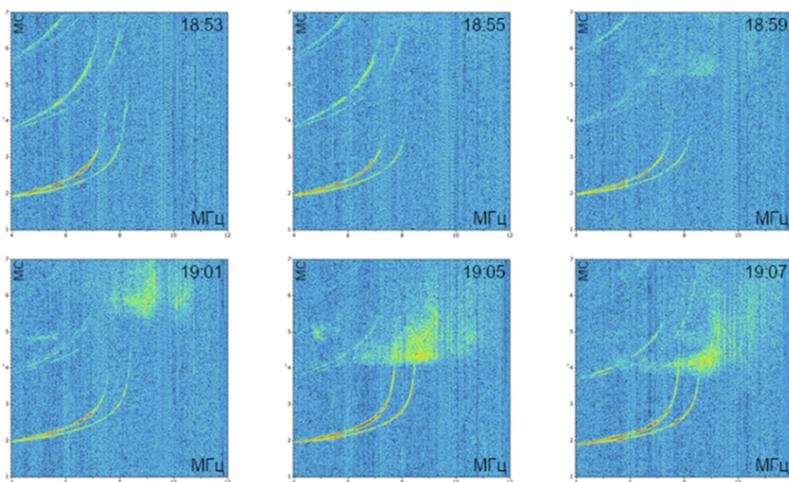


Рис.2

вдоль меридиана со скоростью примерно 2 м/с, а поперек – около 1 км/с и, судя по отсутствию ионосферной диффузности на первом скачке, не опустилась до наших широт. Дополнительный контроль ЛЧМ-сигналов передатчиков Васильурска и Казани в Троицке (Московской области) показал, что область возмущения наблюдалась и там. Появление диффузности в F-слое ионосферы выше регулярного отражения по данным ионозонда вертикального зондирования CADI, расположенного в Васильурске, подтверждает выводы, сделанные по данным сети ЛЧМ-станций. Выполненные измерения совпали с отрицательной фазой геомагнитной бури, которая повлияла на состояние среднеширотной ионосферы. Уменьшение критической частоты ионосферы и сильное поглощение (вплоть до отсутствия на ионограммах ВЗ отраженных сигналов) не позволило далее проводить эксперимент (см. рис. 3 и 4). Геомагнитная буря оказала негативное влияние на канал КВ связи из-за появившейся сильной диффузности.

Рис. 3



Солнечная активность

10 сентября 2023 года активность Солнца была низкая, геоэффективных событий не отмечалось. 11 сентября Солнечная активность возросла до умеренного уровня благодаря трем вспышкам типа М и 8 вспышкам типа С.

Вспышка M1.3 из активной области AR3429 в 01:08 UT вызвала корональный выброс массы на восточном лимбе Солнца. Корональный выброс не оказал на Землю воздействие. Вспышка M1.1 в 14:49 UT из AR3431 вызвала незначительные нарушения радиосвязи над частью северного побережьем Бразилии, т.е. могла быть геоэффективной. Корональный выброс массы 11 сентября в 22:35 UT вызвал геомагнитную бурю, начавшуюся 12 сентября в 12:00 UT. Увеличение скорости HSS от 340 до 450 км/с также могло повлиять на возникновение геомагнитной бури.

12 сентября 2023 г. солнечная активность была умеренная. На коронографях LASCO/C2 на борту космического корабля SOHO наблюдались 3 корональных выброса

массы. По крайней мере, два из них в 19:12 и в 21:12 UTC были с обратной стороны Солнца и не оказали влияние на Землю. 13 сентября 2023г. активность Солнца была низкой.

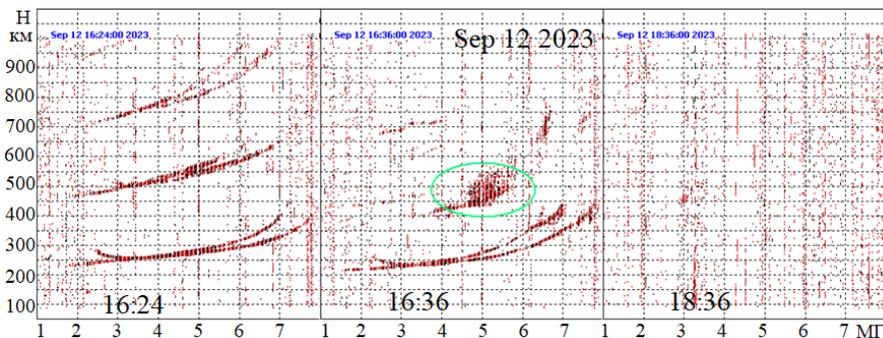


Рис. 4

Заключение

Моделирование показало, что рассеяние радиоволн наблюдалось на высотах F-области ионосферы. Область рассеяния находилась на 59° - 61° с. ш. Это могло происходить из-за смещения южной границы аврорального овала во время магнитной бури и выпадения заряженных частиц.

В ходе эксперимента проведены измерения ДЧХ ионосферы с разрешением 1 мин на ряде среднеширотных трасс во время сильного геомагнитного возмущения. Показано негативное влияние возмущения на канал КВ связи из-за появившейся сильной диффузности и выполнены оценки скорости распространения его в ионосфере. Сделаны предположения, что причиной возникновения геомагнитной бури 12 сентября мог быть корональный выброс массы, зарегистрированный на LASCO/C2 11 сентября в 22:35 UT.

Работа Выборнова Ф.И. и Шейнер О.А. выполнена в рамках базовой части Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

Работа Зыкова Е.Ю. выполнена при поддержке гранта РФФ 23-77-10029.

[1] https://xras.ru/magnetic_storms.html (24.05.2024)

[2] <https://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/> (24.05.2024)

[3] Урядов В. П., Колчев А. А., Вертоградов Г. Г. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2017. Том LX, №. 5. С. 357.

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ УСЛОВИЙ НАБЛЮДЕНИЯ ОНЧ ХОРОВ В ОБЛАСТЯХ ИХ ВОЗБУЖДЕНИЯ С «ИЗРЕЗАННЫМ» ГЕОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПО ДАННЫМ С КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА

П.Д. Жаравина¹⁾, О.Н. Савина²⁾, П.А. Беспалов¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ НИУ ВШЭ

Введение

Хорошо известно, что за плазмопаузой при $\omega_p/\omega_B \cong 5$ обычно в утреннем и предполуденном секторах средней магнитосферы возбуждаются хоровые излучения свистового диапазона с частотами порядка нескольких килогерц и периодами повторения дискретных спектральных элементов в десятые доли секунды. Согласно экспериментальным данным с космических аппаратов *CLUSTER*, *THEMIS* и *Van Allen Probe* хоры возбуждаются в области, имеющей форму вытянутой вдоль магнитного поля «сигары» длиной порядка 2000 км и средним диаметром 300 км [1, 2] вблизи локального минимума магнитного поля. Обычно хоры в области возбуждения представляют собой дискретные излучения в двух спектральных полосах с центром несколько ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты для рассматриваемой магнитной трубки. Согласно морфологическим исследованиям, хоры возбуждаются сравнительно низкоэнергичными (10–20 кэВ) электронами радиационных поясов [3].

Полученные в работе результаты согласуются с выводами *BPA* (beam pulse amplifier) модели возбуждения хоров [4], в соответствии с которой основной причиной их возбуждения является не слишком малое значение электронного плазменного параметра $\beta_e = 8\pi P_e/B^2$ в разреженной магнитосфере.

Область возбуждения хоровых излучений и "изрезанность" магнитного поля по данным наблюдений космического аппарата Van Allen Probes

При работе с данными наблюдений, полученными в результате миссии *Van Allen Probe*, нами была обнаружена зависимость наличия хоров от наличия "изрезанности" (тонкой структуры с резкими скачками в несколько гамм) геомагнитного поля вблизи его локальных минимумов. Оценка степени «изрезанности» проводилась путем вычисления среднеквадратического отклонения данных по магнитному полю от сглаженной зависимости регулярного магнитного поля. Показатель «изрезанности» можно разделить на два промежутка: $0 < \Delta B \leq 2$ нТл, где минимальна вероятность обнаружения хоров, и $\Delta B \geq 2$ нТл, где максимальна вероятность обнаружить хоры.

Было проанализировано 152 события за январь, февраль и ноябрь 2015 года, для которых доступны волновые данные прибора *EMFISIS* (Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science) высокого разрешения. Каждое рассмотренное событие представляет собой данные за 2 – 4 часа наблюдений вблизи локального минимума магнитного поля. С учетом визуального отбора и выборочной численной проверки «изрезанности» магнитного поля по принятому критерию установлено, что 58 событий не имеют «изрезанности» магнитного поля и из них 81% имеют спектр без хоровых излучений, 94 события имеют «изрезанности» магнитного поля и из них 66% характеризуются наличием хоровых излучений в данных высокого разрешения.

В качестве иллюстрации на рис. 1 приведен пример события 1 апреля 2015 года, когда во время одного пролета космического аппарата *Van Allen Probe A* вблизи локального минимума характер магнитного поля изменялся от гладкого до «изрезанного». Как видно из рис. 1а, в промежуток времени приблизительно с 5:00 до 6:00 UT магнитное поле изменялось без резких перепадов, а после этого с 6:00 до 7:00 UT – наблюдалась «изрезанность» магнитного поля. На рис. 1б вертикальными линиями выделены интервалы времени, для которых доступны пригодные для спектральной обработки данные наблюдений высокого разрешения.

Спектральный анализ показал, что в области гладкого магнитного поля хоровые излучения отсутствуют, а при пролете космического аппарата области с «изрезанным» магнитным полем наблюдались четкие хоровые спектральные элементы. На рис. 1в показан динамический спектр хоровых излучений в узком временном интервале.

Можно предположить, что «изрезанность» магнитного поля не волновая, а обусловлена квазистационарными токами в плазме. Справедливость этого предположения была проверена путем сопоставления данных двух космических аппаратов *Van Allen Probe A* и *B*, пролетавших одну и ту же область магнитосферы один за другим. На рис. 2 приведен пример всплеска хоров, зарегистрированного аппаратами *Van Allen Probe A* и *B* 2 января 2015 года между 6:40 и 6:45 UT. Всплеск наблюдался в нижней полосе с частотами ниже половины минимальной электронной циклотронной частоты. Приведенные графики магнитного поля имеют сходные детали, что указывает на неволновую природу «изрезанности» геомагнитного поля и показывает большую пространственную область одновременного возбуждения хоров.

Рис. 2

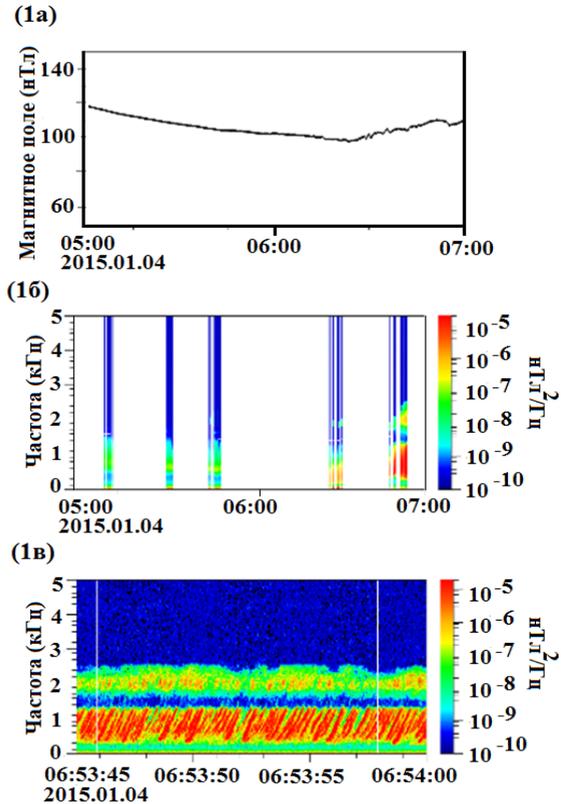
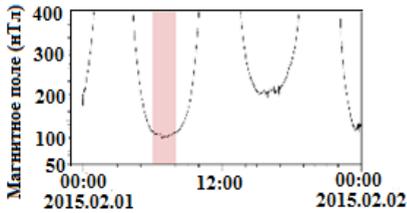
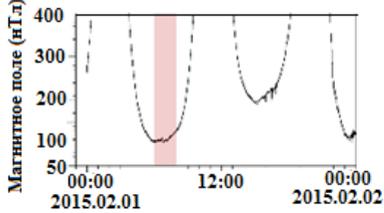


Рис. 1

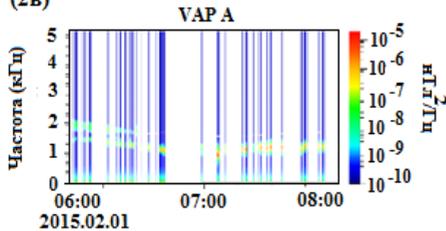
(2а)



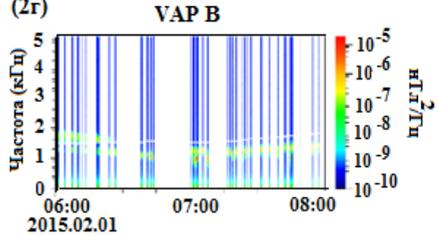
(2б)



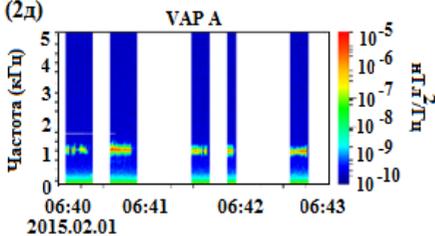
(2в)



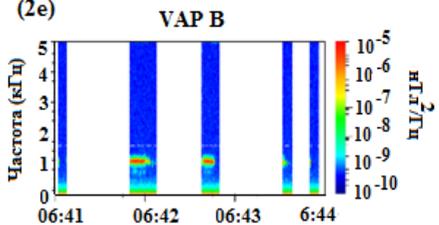
(2г)



(2д)



(2е)



Предлагаемая модель и некоторые доводы в ее поддержку

По нашему мнению, как «изрезанность», так и хоры, возникающие после магнитных возмущений, имеют общий источник в виде электронов с энергиями порядка 10 - 20 кэВ, дрейфующих с утренней стороны магнитосферы на вечернюю в неоднородном изогнутом геомагнитном поле. Можно предположить, что поток электронов имеет мелкомасштабные неоднородности в поперечном к магнитному полю направлении. При неволновой «изрезанности» в сравнительно спокойных условиях выполняется баланс давлений в поперечном направлении

$$P = P_e + P_i + \frac{B^2}{8\pi} = const.$$

Отсюда, если считать, что давление ионов не меняется, $\delta P_e + 2 \frac{B}{8\pi} \delta B = 0$ и следовательно

$$\delta\beta_e = \frac{8\pi\delta P_e}{B^2} - 2\frac{8\pi P_e\delta B}{B^3} = -2(1 + \beta_e)\frac{\delta B}{B}.$$

Для макроскопической устойчивости средней магнитосферы должно быть $\beta_e \ll 1$. Поэтому мы получаем простую оценку для вариации

$$\delta\beta_e = -2\frac{\delta B}{B},$$

обусловленной наличием в магнитосфере системы квазистационарных токов. Как показывают оценки, величина электронного плазменного параметра порядка $\beta_e \sim 0,05$ достаточна как для возникновения наблюдаемых скачков магнитного поля, так и для возбуждения хоров посредством реализации *BPA* механизма усиления коротких электромагнитных импульсов [4] за пределами плазмосферы.

Заключение

При работе с данными наблюдений, полученными в результате миссии *Van Allen Probe*, нами была обнаружена связь наличия ОНЧ электромагнитных излучений с хоровой структурой динамического спектра и «изрезанности» геомагнитного поля вблизи его локальных минимумов. При наличии «изрезанности» вероятность обнаружения хоров более 70%, а при отсутствии или очень низкой «изрезанности» вероятность отсутствия каких-либо излучений около 80%. Анализ данных с двух космических аппаратов показал, что «изрезанность» имеет не волновой, а структурный характер и, вероятно, связана с квазистационарными токами. Полученные результаты подтверждают реализацию *BPA* механизма возбуждения хоров посредством усиления коротких шумовых электромагнитных импульсов.

Благодарности

Авторы благодарны миссии *Van Allen Probe* за возможность использования данных приборов *EMFISIS* и *HOPE*, размещенных на сайте: <https://emfisis.physics.uiowa.edu/Flight/>.

Работа поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «Базис» (проект № 23-1-1-67-1).

- [1] Bell T.F., Inan U.S., Hague N., Pickett J.S. Source regions of banded chorus // *Geophys. Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L11101. doi: 10.1029/2009GL037629
- [2] Agapitov O., Blum L.W., Mozer F.S., Bonnell J.W., Wygant J. Chorus whistler wave source scales as determined from multipoint Van Allen Probe measurements // *Geophys. Res. Lett.* 2017. Vol. 44. P. 2634. doi: 10.1002/2017GL072701
- [3] Kasahara, Y., Miyoshi, Y., Omura, Y., Verkhoglyadova, O.P., Nagano, I., Kimura, I., Tsurutani, B.T. Simultaneous satellite observations of VLF chorus, hot and relativistic electrons in a magnetic storm "recovery" phase. *Geophys Res. Lett.* 2009. Vol. 36. L01106. doi: 10.1029/2008GL036454
- [4] Bessalov P.A., Savina O.N. Electromagnetic pulse amplification in a magnetized nearly stable plasma layer // *Results in Physics.* 2021. Vol. 28. 104607. doi:10.1016/j.rinp.2021.104607

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ МЕЗОСФЕРЫ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЫ – МЕТОДЫ И ПРОБЛЕМЫ

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

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Исследование процессов, протекающих в мезосфере и нижней термосфере Земли, является важной задачей для изучения в современной физике. Изменения свойств атмосферы зависят от химических реакций, происходящих в ней, а колебания температуры оказывают прямое воздействие на скорость химических реакций. В настоящее время информация о динамике изменения температуры ограничена и требует дополнительного изучения для улучшения атмосферных моделей.

Существует ряд методов дистанционной диагностики нижней ионосферы, среди них радиопросвечивание ионосферы сигналами со спутников, лидарные измерения и метод создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН). В данной работе проведен сравнительный анализ температуры на высотах 90–120 км, полученных с помощью указанных методов диагностики нижней ионосферы и универсальной эмпирической модели MSIS-E-90.

Измерения температуры методом ИПН

Метод ИПН основан на создании искусственных периодических неоднородностей в ионосферной плазме при воздействии на нее мощным коротковолновым радиоизлучением. В области E разрушение (релаксация) неоднородностей происходит под действием амбиполярной диффузии [1]. На стадии релаксации неоднородностей проводится зондирование периодической структуры пробными волнами и определяются важнейшие характеристики нейтральной составляющей ионосферы Земли, в том числе температура и плотность нейтральной компоненты. Высотные профили температуры, полученные методом ИПН, обладают большим разнообразием. Получены устойчивые гладкие профили с одним или двумя максимумами (см. рис. 1а), а также профили с нерегулярным изменением температуры с высотой (см. рис. 1б). На рис. 1а и рис. 1б красные точки – измерения методом ИПН, синие – профиль температуры по модели MSIS-E-90 [2].

На основании наших предыдущих исследований [3] сделан вывод о том, что нерегулярность профиля может быть связана с процессами, происходящими в нижней термосфере и мезосфере. Такими процессами является атмосферная турбулентность, влияющая на температуру ниже уровня турбопаузы, находящегося на высотах 90–110 км, атмосферные волны, в том числе ВГВ с вертикальным масштабом 4–15 км, гидродинамические неустойчивости среды, неоднородности и нерегулярность высотного профиля электронной концентрации. В докладе приводятся результаты измерений температуры, большая часть которых содержится в диапазоне высот от 99–108 км.

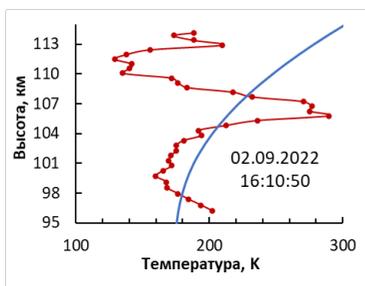


Рис. 1а

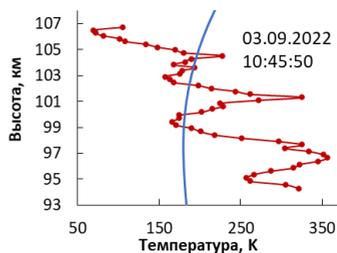


Рис. 16

Температура по спутниковым данным

Aura – научно-исследовательский спутник, предназначенный для изучения атмосферы Земли, запущенный 15 июля 2004 года. Спутник расположен на высоте 705 км от поверхности Земли, имеет полярную орбиту с периодом обращения вокруг Земли примерно в 100 минут. Температурные профили измеряются каждые $1,5^\circ$, что соответствует интервалу времени около 25 секунд [4]. Многоканальный радиометр SABER является одним из четырех приборов, который находится на спутнике TIMED. TIMED – это спутник, который был запущен в 1980 году NASA и был разработан для изучения ионосферы Земли. Его период обращения составляет 97 минут [5].

Приведем сравнение профиля, полученного с помощью SABER и Aura в близких точках измерений 02.09.2021 около 9 часов по МСК (см. рис. 2а). Красные точки – профиль температуры Aura, черные – SABER. На высотах до 80 км много совпадающих измерений $\pm 5-10$ К, однако, ниже 70 км разница существенная. Данных SABER в 5 раз больше, чем данных Aura, на профилях SABER видны мелкомасштабные флуктуации по высоте. На высотах до 40 км шаг измерений Aura составляет 1,5 км, на высотах мезосферы шаг увеличивается до 2–5 км.

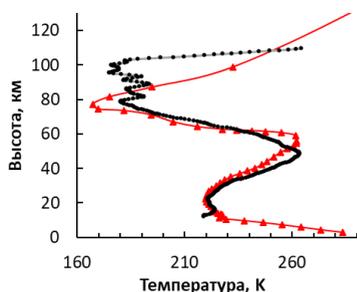


Рис. 2а

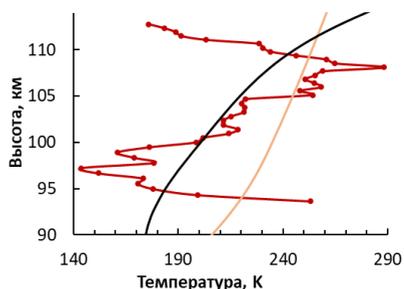


Рис. 26

На рис. 26 представлено сравнение профиля температуры, полученного с Aura около 13 часов по МСК (оранжевая линия), профиля температуры по модели MSIS-E-90 (черная линия) и профиля температуры, полученного в экспериментах методом ИПН на стенде СУРА 02.09.2021 около 13 часов по МСК (красная линия). Значения

температуры, полученные методом ИПН, лежат в основном в диапазоне высот 90–120 км. Температура на спутнике Aura на этих же высотах измеряется на границе аппаратных возможностей и вблизи 100 км точность их измерений сильно снижается. В данных, полученных со спутников Aura и TIMED, наблюдается достаточно большая разница в значениях температуры в сравнении с моделью MSIS-E-90, однако в области высот 105–110 км отличия составляют около 20 К.

Лидарные измерения

Лидары активно используются в измерениях температуры [6]. Главным преимуществом лидарных измерений является большой высотный интервал: от поверхности Земли до высоты 110 км. Достигается это путем комбинации нескольких методов для разных диапазонов высот. Измерения температуры до высоты 80–90 км основываются на молекулярном (рэлеевском) рассеянии света, а на высотах 90–110 км на использовании резонансного рассеяния в парах натрия. Недостатком лидарных измерений является долгое накопление данных (около 30 минут) для снижения погрешности до 1–2 К).

Сравнение профилей температуры ИПН с данными Aura, SABER и MSIS

Проведен сравнительный анализ профилей температуры, полученных с помощью спутников SABER (синяя линия) и Aura (зеленая линия), модели MSIS-E-90 (черная линия) и профиля температуры, полученного в экспериментах на стенде СУРА 02.09.2021 (красная линия) около 12:00 (см. рис. 3а) и 15:10 (см. рис. 3б). Значения температуры, полученные методом ИПН, усреднены по 5 минут и 0,7 км по высоте. Отклонения температуры, измеренной методом ИПН от модели, могут быть связаны с резким изменением электронной концентрации с высотой. Метод ИПН в данном эксперименте имеет разрешение 15 с и 0,15 км, что позволяет изучать быстрые и «мелкомасштабные» флуктуации в 4–6 км, в то время как модель всегда дает усредненные значения. Данные со спутника Aura имеют шаг измерений 5 км на высотах выше 90 км. В то же время данные SABER имеют шаг по высоте 0,2–0,5 км, что позволяет наблюдать более мелкие вариации температурного профиля.

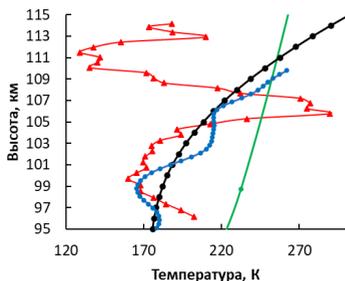


Рис. 3а

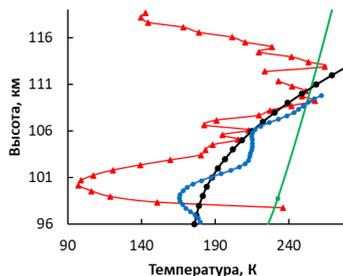


Рис. 3б

Выводы

Все рассмотренные методы измерения температуры нейтральной атмосферы имеют свои особенности.

Спутниковые измерения имеют небольшую погрешность и дают общую картину распределения температуры по высоте и по координатам, пространственный охват практически глобален. Недостаток спутниковых методов – большая ошибка измерения температуры на высотах выше 100 км. Сопоставления данных Aura и TIMED с измерениями методом ИПН данных затруднено тем, что необходимо искать ближайшую к месту расположения станда СУРА точку измерений. В случае сравнения с данными измерений Aura играет большую роль пространственное усреднение (полосами размером 165 км на 3 км).

Достоинствами лидарного метода являются большой диапазон высот измерений температуры и низкая погрешность, которая, однако, достигается при большом времени измерений (около 30 минут), что является недостатком метода, так как за это время вариации температуры усредняются, что не позволяет изучать ее быстрые вариации.

Измерения методом ИПН выявили нерегулярные изменения температуры с высотой с масштабом от 2 до 10 км, вызванные распространением внутренних гравитационных волн. Сравнение высотных профилей температуры, измеренных методом ИПН и полученных с помощью спутников для близлежащих по широте точек, показало, что они в целом различаются, однако общая тенденция изменения температуры с высотой сохраняется. По данным с радиометра SABER на высотах 80–100 км профиль температуры часто изменяется с масштабом 1–3 км.

Профили температуры, полученные различными методами, в большинстве случаев отличались от рассчитанных с использованием модели MSIS-E-90, так как усреднённые данные, на основе которых строится модельный профиль температуры, не учитывают быстрых и мелкомасштабных вариаций атмосферных параметров. Другой причиной расхождения полученных данных является использование реального профиля электронной концентрации при определении температуры методом ИПН, который включает изменение реального профиля $N(z)$ [7].

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 по базовой части государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации.

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.
- [2] <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/instantrun/iri/>
- [3] Бахметьева Н.В., Жемьяков И.Н., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // Химическая физика. 2023. Т. 42, №. 10. С. 50.
- [4] Waters J.W. et al. // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. Vol. 44, No. 5. P. 1075.
- [5] https://saber.gats-inc.com/browse_data.php
- [6] Матвиенко Г.Г. и др. // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, №. 2. С. 93.
- [7] Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Zhemyakov I.N., Kalinina, E.E. // Atmosphere. 2023. Vol. 14, No. 5. P. 846.

ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ИОНОСФЕРНОГО ИСТОЧНИКА КНЧ ДИАПАЗОНА В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

Д.С. Котик¹⁾, Е.В. Орлова²⁾, В.А. Яшнов²⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В экспериментах, проведённых на нагревных стендах «Сура» [1] и «HAARP» [2], показано, что при воздействии на ионосферу мощным модулированным КВ радиоизлучением в области F возникает искусственный ионосферный источник (ИИИ) электромагнитных волн КНЧ диапазона. Результаты расчётов пространственного распределения плотности тока в таком источнике приведены в работах [3, 4].

В данной работе расчёты электромагнитных полей ИИИ выполнены в рамках четырёхслойной модели ионосферы: область E, «долина», область F и внешняя ионосфера. Внутри каждого слоя плазма считается однородной. Такая модель использована в [5] при моделировании резонансной структуры спектра естественного низкочастотного излучения, наблюдаемого на земной поверхности. Для описания плазмы внутри каждого из слоёв используется модели ионосферы IRI-2016, атмосферы NRLMSISE-00 и геомагнитного поля IGRF-12. Плазма предполагается многокомпонентной, учитывается наличие электронов и нескольких сортов ионов, а также соударения между частицами [6]. Геомагнитное поле имеет вертикальное направление.

Для вычисления электромагнитных полей ИИИ используется преобразование Ханкеля. Здесь использована цилиндрическая система координат (r, φ, z) , начало которой находится на земной поверхности, а ось z направлена вертикально вверх. В силу азимутальной симметрии источника радиальная компонента магнитного поля может быть представлена в следующем виде:

$$H_{\varphi}(r, z) = \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{H}_{\varphi}(k_{\perp}, k_z) J_1(k_{\perp} r) k_{\perp} e^{-ik_z z} dk_{\perp} dk_z. \quad (1)$$

Аналогичный вид имеют и другие компоненты поля.

В работе предложена аналитическая модель пространственного распределения плотности тока в ИИИ

$$j_{\varphi}(r, z) = \frac{2I_0}{a^2 \Delta} r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \begin{cases} 1, & |z - z'| \leq \Delta/2 \\ 0, & |z - z'| > \Delta/2 \end{cases}. \quad (2)$$

Здесь I_0 – сила тока в источнике, a и Δ – характерные горизонтальный и вертикальный масштабы источника, z' – координата центра источника. Предполагается, что плотность кольцевого тока постоянна внутри тонкого слоя толщиной Δ . Пространственный спектр плотности тока имеет следующий вид:

$$\tilde{j}_{\varphi}(k_{\perp}, k_z) = \frac{I_0 a k_{\perp} a}{2\pi} \frac{1}{2} \exp\left(-\left(\frac{k_{\perp} a}{2}\right)^2\right) \left[2 - \left(\frac{k_{\perp} a}{2}\right)^2 \right] e^{ik_z z'} \frac{\sin(k_z \Delta/2)}{k_z \Delta/2}. \quad (3)$$

В области F ионосферы, где расположен ИИИ, электромагнитные поля представлены в виде суммы полей источника в однородном безграничном пространстве и суммы нормальных волн, отражённых от границ слоя. В соответствие с [7] выражение для радиальной компоненты магнитного поля ИИИ в безграничной магнитоактивной плазме может быть записано в следующем виде:

$$H_\rho(r, z) = \frac{A}{\varepsilon_{||}} \alpha^3 \sum_{n=1}^2 \chi_n \int_0^\infty \frac{PQ_n}{R} e^{-ik_0\kappa_n|z-z'|} \delta_n J_1(k_0Sr) dS. \quad (4)$$

Интеграл по переменной k_z вычислен методом вычетов, что позволило представить поле в виде суммы обыкновенной ($n = 1$) и необыкновенной ($n = 2$) волн. В формуле (4) $A = 2I_0/a$, $\alpha = \frac{k_0a}{2}$, k_0 – волновое число в вакууме, $\chi_n = \pm 1$, $R = \kappa_2^2 - \kappa_1^2$, $Q_n = \varepsilon_\perp(\varepsilon_{||} - S^2) - \varepsilon_{||}\kappa_n^2$, $\delta_n = \frac{\sin k_0\Delta\kappa_n}{k_0\Delta\kappa_n}$, $P = [2 - \alpha^2 S^2] S^2 \exp(-\alpha^2 S^2)$. Аналогичный вид имеют выражения для других компонент поля. Поле отражённых от границ нормальных волн в каждом из слоёв удобно представить в следующем виде:

$$H_\rho(r, z) = \frac{A}{\varepsilon_{||}} \alpha^3 \sum_{n=1}^2 \chi_n \int_0^\infty \frac{PQ_n}{R} [U_n e^{-ik_0\kappa_n(z-z_3)} + D_n e^{ik_0\kappa_n(z-z_3)}] \delta_n J_1(k_0Sr) dS. \quad (5)$$

Амплитуды отражённых от границ волн U_n и D_n находятся из условий непрерывности тангенциальных компонент поля на границах слоёв.

Далее, устремив Δ к нулю, задав распределение плотности тока по вертикали, можно проинтегрировать по переменной z' и вычислить поля ИИИ как вблизи поверхности Земли, так и в ионосфере. В работе распределение плотности тока по вертикали аппроксимировалось гауссовой кривой. Распределение плотности тока в поперечном сечении источника показано на рис. 1.

На рис. 2 приведена зависимость концентрации электронов от высоты, полученная в рамках модели IRI-2016, (линия синего цвета), и зависимость для слоистой модели ионосферы (линия чёрного цвета).

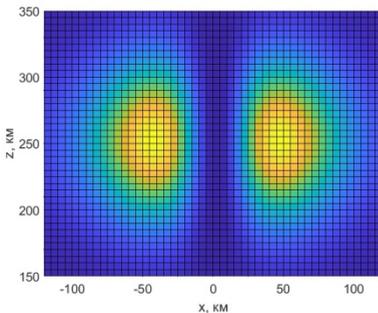


Рис. 1

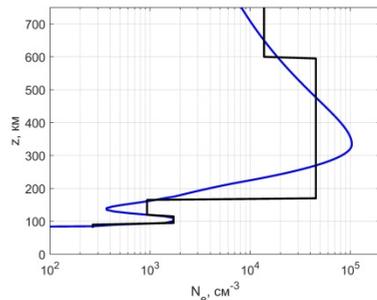


Рис. 2

Выполнены расчёты радиальной компоненты магнитного поля H_ρ ИИИ на поверхности Земли для различных частот и параметров ионосферы. На рисунке 3 представлена зависимость H_ρ от расстояния для частот 10 Гц (линии синего цвета), 20 Гц (линии розового цвета) и 30 Гц (линии красного цвета) для полуночи местного времени. Сплошные линии соответствуют высоте центра источника 250 км, пунктирные – 300 км. Аналогичные зависимости для утреннего времени приведены на рисунке 4. Расчёты выполнены при следующих значениях параметров ИИИ: характерный горизонтальный масштаб $a = 20$ км, вертикальный – 100 км.

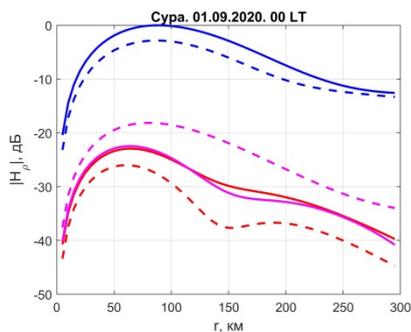


Рис. 3

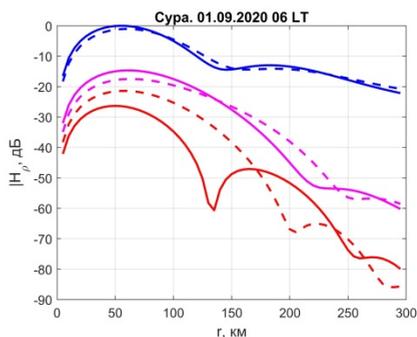


Рис. 4

Проанализирована частотная зависимость радиальной компоненты магнитного поля ИИИ для различных значений высоты центра источника и его вертикального размера. Показанные на рис. 5 и рис. 6 кривые рассчитаны для характерного вертикального размера источника 100 км и двух разных значений высоты центра источника – 250 и 300 км. На представленных графиках видна резонансная структура частотного спектра излучения ИИИ, связанная с ионосферным альвеновским резонатором.

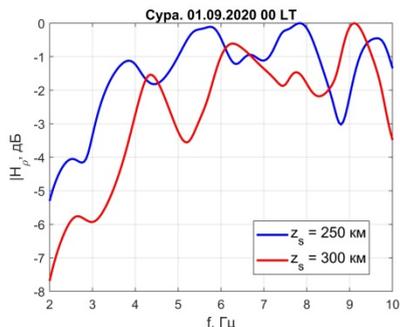


Рис. 5

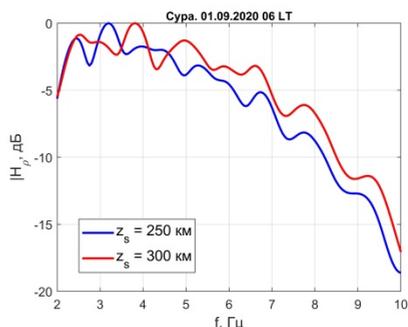


Рис. 6

Предложенная в данной работе модель ИИИ в виде распределённого кольцевого тока позволила выяснить влияние параметров ИИИ (вертикального и горизонтального размеров, высоты центра источника в ионосфере) на характеристики электромагнитных полей на земной поверхности и в ионосфере. В дальнейшем предполагается рассмотреть случай наклонного геомагнитного поля и исследовать влияние неоднородности ионосферы (в рамках модели IRI) на характеристики излучения ИИИ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №20-12-00197П).

- [1] Котик Д.С., Рябов А.В., Ермакова Е.Н. и др. Обнаружение сигналов в диапазоне (2 – 20) Гц, возбуждаемых в верхней ионосфере КВ излучением стенда «Сура» // В кн.: Тр. XXIII Всероссийской научной конференции «Распространение радиоволн». Йошкар-Ола: Изд-во МарГТУ, 2011. Т. 1. С. 156.
- [2] Eliasson B., Chang C.-L., Papadopoulos K.J. // J. Geophys. Res. 2012. Vol. 117, Art. No. A10320. doi: 10.1029/2012JA017935.
- [3] Рябов А.В., Котик Д.С. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2012. №. 3 (1). С. 65.
- [4] Yong Li , Hui Li , Jian Wu , Xingbao Lv , Chengxun Yuan , Ce Li , and Zhongxiang Zhou. // Ann. Geophys. 2023. Vol. 41. P. 541. <https://doi.org/10.5194/angeo-41-541-2023>.
- [5] Котик Д.С., Ермакова, Е.Н. // Сборник докладов XXI Всероссийской конференции по распространению радиоволн. Йошкар-Ола: Изд-во МарГТУ, 2005. С. 429.
- [6] Котик Д.С., Рябов А.В., Яшнов В.А., Орлова Е.В. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2021. Т. LXIV, №. 1. С. 1.
- [7] Kondrat'ev I.G., Kudrin A.V., Zaboronkova T.M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasma. Gordon and Breach Science Publishers. 1999. 278 p.
- [8] Поляков С.В., Рапопорт В.О. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1981. Вып. 21, №. 5. С. 816.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 16 мая 2024 г.
Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII 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.

ФОРМИРОВАНИЕ ХИМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В АНСАМБЛЕ ДВУХЧАСТОТНЫХ АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. А. Акинин^{1,2)}, Д. С. Щапин^{1,2)}, В. И. Некоркин^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Одной из актуальных задач [1-3] современной нелинейной физики является исследование механизмов и условий формирования в осцилляторных сетях состояний с когерентным и некогерентным (синхронным и несинхронным) поведением, так называемых химерных состояний [4]. На сегодняшний день химерные состояния обнаружены не только в различных теоретических работах, но и в экспериментальных системах различной природы, например, механических, оптических, химических, и радиотехнических. Подобные состояния зарегистрированы и в нейронной активности сетей мозга животных. Считалось, что химерные состояния возникают в сетях, имеющих сложную структуру связей, которая разрушает симметрию, вызванную идентичностью элементов сети. Это либо сети, в которых каждый осциллятор связан с некоторым числом (как правило большим) других осцилляторов, либо сети глобально связанных осцилляторов [5], либо модульные сети с кластерными связями, состоящими из двух и более слабосвязанных подсетей [6], либо сети, взаимодействие в которых происходит с запаздыванием или в присутствии шума [7]. Лишь сравнительно недавно химерные состояния были обнаружены в системах с локальной структурой связей [8]. Однако, сами связи в этих системах являются сложными, например, нелинейными или включают сразу несколько переменных. В нашей статье мы впервые приводим простую систему, демонстрирующую формирование различных амплитудно-фазовых и амплитудных [9] химерных состояний, элементы которой имеют между собой локальную линейную связь по одной переменной. В рассматриваемой системе химерные состояния формируются при наличии локальных связей с двумя соседями взаимодействующих по одной переменной (компоненте), при этом возможно формировать различные химерные состояния изменяя контрольный параметр системы.

Модель

Рассмотрим кольцевой ансамбль взаимодействующих бистабильных двухчастотных автоколебательных элементов, динамика которого описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{du_j}{dt} &= f(u_j) - v_j + d(u_{j-1} - 2u_j + u_{j+1}), \\ \frac{dv_j}{dt} &= \varepsilon(u_j - l), \end{aligned} \quad (1)$$

$$j = 1..N, u_{N+1} \equiv u_1, f(u) = -u(u^2 - a^2)(u^2 - b^2)(u^2 - c^2).$$

Параметры $a = 0.32, b = 0.79, c = 1.166, \varepsilon = 0.001$, отвечающие за нелинейность и характерные временные масштабы далее для определенности будут зафиксированы, а параметры $d > 0, I > 0$, характеризующие соответственно силу связи и величину внешнего постоянного тока будут рассматриваться как контрольные. Отметим, что данный ансамбль ранее был реализован экспериментально в виде резистивно связанных аналоговых генераторов [10, 11]. Динамика такого ансамбля была исследована численно и в физическом эксперименте в случае значения параметра $I = 0$. В данной работе исследовано возможность формирования новых химерных состояний при изменении управляющего параметра I . Был проведен локальный анализ устойчивости состояний равновесия в одном элементе (в случае $d = 0$) и посчитана первая ляпуновская величина, позволяющая выявить устойчивость рождающихся в фазовом пространстве элемента циклов в результате бифуркации Андронова-Хопфа при изменении контрольного параметра I . Пример фазового портрета при $I = 0$ отвечающего существованию неустойчивого состояния в начале координат и «охватываемого» тремя предельными циклами «малым» устойчивым (синий цвет) неустойчивым (красный цвет) и «большим» устойчивым (синий цвет) представлен на рис. 1.

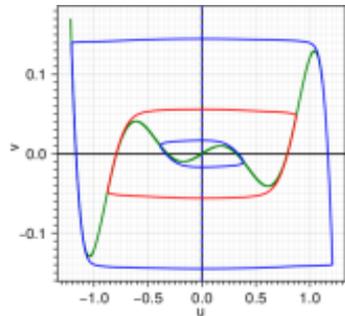


Рис. 1

Далее частоты и фазы колебаний элементов введем следующим образом. Для определенности рассмотрим j -ый автогенератор. Введем последовательность $\{t_j^n\}$ моментов времени, когда значение переменной u_j увеличивается и пересекает линию $u_j = I$, то есть $t_j^n = \{t: u_j(t) = I, v_j(t) > f(I)\}$, тогда фазу колебаний j -го элемента в момент времени t можно найти следующим образом $\varphi_j^n = 2\pi\omega_j^n(t - t_j^n), t \in [t_j^n, t_j^{n+1}]$, где $\omega_j^n = 1/(t_j^n - t_j^{n-1})$ будет определять мгновенную частоту колебаний, а $A_j^n = \{v_j(t): u_j(t) = I, v_j(t) > f(I)\}$. В общем случае при взаимодействии элементов мгновенные частоты не остаются постоянными, поэтому здесь и далее значения частот вычисляем усреднением по достаточно длинному (более 10^4 периодов) временному ряду $\langle\omega_j\rangle = \frac{1}{n}\sum\omega_j^n$, а значения амплитуд соответственно $\langle A_j\rangle = \frac{1}{n}\sum A_j^n$. Было исследовано изменение химерных состояний в кольцевом ансамбле из семи элементов. На рис. 2 представлена зависимость средних частот от контрольного параметра I при фиксированном значении параметра межэлементной связи $d = 0.01$.

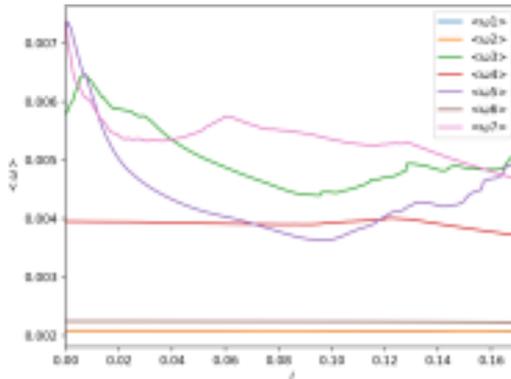


Рис. 2

При $I = 0$ существуют два синхронных элемента 1-й и 2-й с одинаковыми частотами, которые составляют когерентную (синхронную) часть, остальные элементы имеют различные частоты и соответственно представляют некогерентную (несинхронную) часть, см. рис. 3.

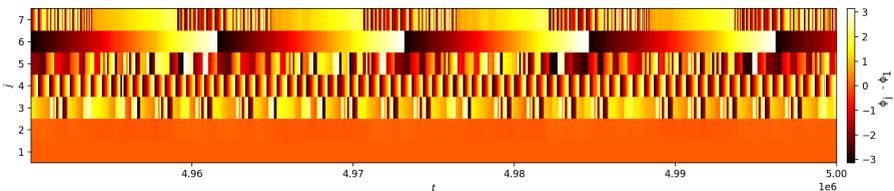


Рис. 3

Далее при увеличении параметра химерное состояние меняется, например, при $I = 0.07$ мы имеем два синхронных кластера из двух элементов, первый кластер состоит из 1-го и 2-го элементов с одинаковыми частотами, второй кластер состоит из 4-го и 5-го элементов, и оставшиеся три элемента формируют некогерентную часть. Таким образом, изменяя параметр I , можно управлять соотношением частот внутри некогерентной части, и получать различное число синхронных групп, составляющих когерентную часть. Отметим, что в системе существуют и другие химерные состояния, которые реализуются при других начальных условиях, говорит о мультистабильности химерных состояний в системе. Кроме того, получены химерные состояния в системе из $N = 100$ элементов для которых изменяя контрольный параметр можно управлять характеристиками когерентных и некогерентных групп элементов, это свидетельствует, что существование химерных состояний не связано с малыми размерами кольцевого ансамбля, а увеличение количества элементов приводит к увеличению числа наблюдаемых химерных состояний.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2024-0011.

- [1] Nekorkin V.I., Voronin M.L., Velarde M.G. // *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*. 1999. Vol. 9. P. 533.
- [2] Kuramoto Y., in *Nonlinear Dynamics and Chaos: Where do we go from here?* ed. by Hogan J. et al. CRC Press, 2002.
- [3] Kuramoto Y., Battogtokh D. // *Coexistence of coherence and incoherence in nonlocal-ly coupled phase oscillators*. arXiv preprint cond-mat/0210694. 2002.
- [4] Abrams D.M., Strogatz S.H. // *Physical review letters*. 2004. Vol. 93, No. 17. P. 174102.
- [5] Schmidt L. et al. // *Chaos: An Interdisciplinary Journal of Nonlinear Science*. 2014. Vol. 24, No. 1.
- [6] Abrams D.M. et al. // *Physical review letters*. 2008. Vol. 101. P. 084103.
- [7] Schöll E. // *The European Physical Journal Special Topics*. 2016. Vol. 225. P. 891.
- [8] Maistrenko Y. et al. // *Physical Review E*. 2017. Vol. 95, No. 1. P. 010203.
- [9] Zakharova A., Kapeller M., Schöll E. // *Physical review letters*. 2014. Vol. 112. P. 154101.
- [10] Щапин Д.С., Дмитричев А.С., Некоркин В.И. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2017. Т. 106, №. 9. С. 591.
- [11] Дмитричев А.С., Щапин Д.С., Некоркин В.И. // *Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2018. Т. 108, №. 8. С. 574.

ДИСКРЕТНАЯ РЕКУРСИВНАЯ МОДЕЛЬ НЕЙРОНА

Д.И. Большаков, М.А. Мищенко, Д.В. Чиндарев, В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование импульсных нейронных сетей на сегодняшний день является весьма перспективным направлением науки. Применение такого типа сетей показало высокую эффективность в задачах обработки и классификации изображений [1], акустических сигналов [2], сигналов биологической активности [3-7], а так в различных задачах робототехники (навигации, управления, взаимодействия с окружающим миром и т. п.) [8-11]. Одной из основных проблем такого типа сетей является их высокая вычислительная и производственная сложность. Данная проблема возникает вследствие использования в составе импульсных нейронных сетей большого количества моделей нелинейных нейроподобных генераторов и элементов нелинейных синаптических связей. Способом решения данной проблемы может быть использование новых менее ресурсоемких моделей нейроподобных генераторов и моделей синаптических связей.

В данной работе предложена новая дискретная рекурсивная модель нейроподобного генератора. Предложенная модель построена на основе дискретного преобразования основных функциональных характеристик ранее исследованной модели нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром. Такая модель была выбрана в качестве базовой неслучайно, с одной стороны она обладает богатой колебательной динамикой [12, 13], с другой стороны имеет сравнительно простую аппаратную реализацию [14] вследствие высокой распространенности систем фазовой автоподстройки частоты в современной аналоговой и цифровой технике. Однако данная модель нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром имеет ряд недостатков: в случае численного счета она имеет высокую вычислительную сложность, так как в непрерывном времени она описывается системой из трех дифференциальных уравнений, в случае аппаратной реализации, тяжело (особенно в интегральном исполнении) создать достаточно большое количество идентичных по параметрам моделей в следствии разброса параметров элементной базы. Кроме того, вызывает сложности получение возбудимого режима, так как без изменения конструкции в данной модели такой режим реализуется только в области начальной частотной расстройки системы равной 0, т. е. только в одной точке [15].

Предложенная в данной работе новая дискретная рекурсивная модель нейроподобного генератора лишена выше описанных недостатков: с одной стороны она обладает такой же колебательной динамикой, как и базовая модель, а с другой стороны сравнительно невысокой вычислительной сложностью и способна быть реализованной при помощи элементов стандартной дискретной логики.

Для понимания механизмов дискретного преобразования, проведенного в рамках данной работы, рассмотрим структуру основных функциональных блоков базовой модели нейроподобного генератора на основе системы фазовой автоподстройки частоты с полосовым фильтром. Структуру такой модели можно представить в виде двух основных функциональных блоков: фазового детектора и петли обратной связи.

В качестве фазового детектора в классической системе фазовой автоподстройки частоты используется элемент перемножения. В случае подачи на вход детектора двух

гармонических сигналов близких по частоте и в отсутствие обратной связи в системе, на выходе детектора наблюдаются биения близкие по форме к синусоидальным и с частотой, напрямую зависящей от разности частот входных сигналов.

В цифровых системах фазовой автоподстройки частоты в качестве входных сигналов применяются сигналы, близкие по форме к меандру, а в качестве фазового детектора логический элемент XOR. При этом, на выходе такого детектора образуется сигнал пилоотно-импульсной модуляции.

При фильтрации сигналов с выхода, описанных выше, фазовых детекторов получается сигнал, мгновенное значение амплитуды которого, имеет прямое соответствие значению мгновенной разности фаз входных сигналов. Причем, в случае цифровых систем фазовой автоподстройки частоты, фильтрованный сигнал с выхода детектора имеет симметричную пилообразную форму.

При создании новой модели нейрподобного генератора было принято решение: во-первых, отказаться от частотной составляющей входных сигналов и сохранить только их фазы, во-вторых, взять за основу характеристику фазового детектора цифровой системы, так как она имеет наиболее простую форму.

Для решения задачи получения необходимой формы сигнала было принято решение использовать базовый элемент стандартной логики – счетчик сумматор. Данный элемент работает следующим образом: при каждом новом такте счета он прибавляет выходному значению предыдущего такта счета (которое хранится в нем) новое значение, поступившее на вход суммы. Следует отметить, что такой элемент в базовом виде считает только в одном направлении от 0 и до переполнения, после чего сбрасывается в ноль и начинает считать заново. Такая характеристика не соответствовала исходной задаче, поэтому в данный элемент была добавлена инверсия по условию, в результате чего были достигнуты необходимая форма характеристики сигнала. Функциональная полученного фазового детектора представлена на рисунке 1, график характеристики представлен на рисунке 2.

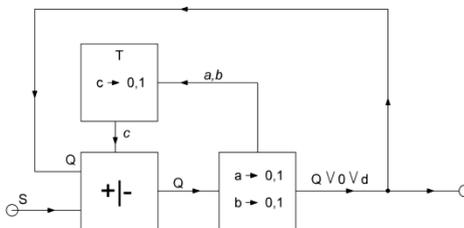


Рис. 1

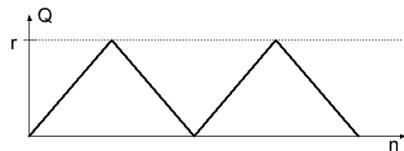


Рис. 2

Вторым основным элементом базовой модели нейрподобного генератора является петля обратной связи, в ее состав входят два элемента полосовой фильтр и генератор, управляемый напряжением. Так как выше уже было принято решение отказаться от частотной составляющей сигнала, то генератор, управляемый напряжением, можно исключить из системы. Полосовой же фильтр в базовой модели представлен в виде двух последовательно соединенных RC и CR фильтров. Такую структуру можно реализовать при помощи двух связанных цифровых рекурсивных фильтров первого

порядка. Следует отметить, в базовом виде такой тип фильтров имеет характеристику фильтра нижних частот и для получения необходимой передаточной характеристик необходимо сформировать структуру, представленную на рис 3.

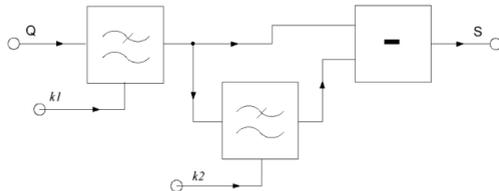


Рис. 3

На основе вышеописанных функциональных характеристик предлагаемой в данной работе новой дискретной рекурсивной модели нейрореподобного генератора можно записать следующую систему дискретных уравнений:

$$\begin{aligned} Q_n &= Q_{n-1} + c_{n-1}(S_{n-1} + i) - \overline{c_{n-1}}(S_{n-1} + i) \\ S_n &= X_n - Y_n \\ X_n &= 0.5(dQ_n + X_{n-1}) \\ Y_n &= (X_n - Y_{n-1})k + Y_{n-1} \\ c_n &= (c_{n-1} \vee a) \wedge b \end{aligned} \quad (1)$$

где Q_n – выход основного сумматора, S_n – выход петли обратной связи, выход системы, X_n – выход первого фильтра нижних частот, Y_n – выход второго фильтра нижних частот, c_n – условие направления счета (1 – считаем вперед, 0 – считаем назад), 0.5 – коэффициент затухания первого фильтра нижних частот, k – коэффициент затухания второго фильтра нижних частот, i – входное воздействие.

Первое и последнее уравнение системы (1) описывают характеристику фазового детектора. Для корректного расчета данной характеристики к данным уравнения необходимо добавить дополнительные условия (2), а на параметр Qn ограничить в пределе от 0 до r (диапазон счета).

$$\begin{aligned} a &= \begin{cases} 0, & Q_n \leq 0 \\ 1, & Q_n > 0 \end{cases} \\ b &= \begin{cases} 0, & Q_n \geq r \\ 1, & Q_n < r, \end{cases} \end{aligned} \quad (2)$$

где a и b дополнительные условия для выбора направления счета, r – параметр диапазона счета.

Второе, третье и четвертое уравнения системы (1) описывают характеристику рекурсивного полосового фильтра. В эту характеристику дополнительно было введено условие (3)

$$d = \begin{cases} 0, & Q_n < l \\ 1, & Q_n \geq l, \end{cases} \quad (3)$$

где d – условие замедления системы, l – предел замедления системы. Данное условие позволяет разбить систему на две ветки движения с линейным и экспоненциальным движением параметра Q . Введение условия замедления системы позволило на несколько порядков уменьшить размерность параметра входного воздействия i при получении сверхнизкочастотных колебаний.

Таким образом, в рамках данной работы была продемонстрирована новая дискретная рекурсивная модель нейроподобного генератора, показано на основе каких функциональных характеристик и допущений она была получена, а также данная модель была описана при помощи системы дискретных уравнений.

Работа выполнена при поддержке научной программы Национального физико-математического центра, секция № 9 «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и социальных системах».

- [1] Niu L.Y., Wei Y., Liu W.B., Long J.Y., Xue T.H. // *Applied Intelligence*. 2023. P. 1.
- [2] Wu J., Yilmaz E., Zhang M., Li H., Tan K.C. // *Frontiers in neuroscience*. 2020. Vol. 14. P. 199.
- [3] Wu X., Feng Y., Lou S., Zheng H., Hu B., Hong Z., Tan J. // *Neurocomputing*. 2023. Vol. 529. P. 222.
- [4] Ramesh M., Revoori S., Edla D. R., Kiran K.V.D. // *Soft Computing*. 2023. P. 1.
- [5] Feng Y., Geng S., Chu J., Fu Z., Hong, S. // *Biomedical Signal Processing and Control*. 2022. Vol. 77. P. 103749
- [6] Xing Y., Zhang L., Hou Z., Li X., Shi Y., Yuan Y., Zhang F., Liang S., Li Z., Yan L. // *Electronics*. 2022. Vol. 11, No. 12. P. 1889.
- [7] Sun A., Chen X., Xu M., Zhang X., Chen X. // *Frontiers in Neuroscience*. 2023. Vol. 17. P. 1174760.
- [8] Yamazaki K., Vo-Ho V.K., Bulsara D., Le N. // *Brain Sciences*. 2022. Vol. 12, No. 7. P. 863.
- [9] Juarez-Lora A., Ponce-Ponce V.H., Sossa H., Rubio-Espino E. // *Frontiers in Neurobotics*. 2022. Vol. 16. P. 904017.
- [10] Pham M.D., D'Angiulli A., Dehnavi M.M., Chhabra R. // *Brain Sciences*. 2023. Vol. 13, No. 9. P. 1316.
- [11] Azimirad V., Ramezanlou M.T., Sotubadi S.V., & Janabi-Sharifi F. // *Neurocomputing*. 2022. Vol. 490. P. 319.
- [12] Shalfееv V.D. // *Radiophys. Quantum Electron*. 1968. Vol. 11, No. 3. P. 221.
- [13] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В. // *Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2012. Т. 20, №. 4. С. 122.
- [14] Мищенко М.А., Большаков Д.И., Матросов В.В. // *Письма в журнал технической физики*. 2017. Т. 43, №. 13. С. 10.
- [15] Большаков Д.И., Мищенко М.А., Матросов В.В., Сысоев И.В. // *Письма в журнал технической физики*. 2022. Т. 48, №. 9. С. 23.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ДИСКРЕТНОЙ РЕКУРСИВНОЙ МОДЕЛИ НЕЙРОНА

Д.В. Чиндарев, Д.И. Большаков, М.А. Мищенко, В.В. Матросов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современной междисциплинарной науке одним из наиболее актуальных направлений является изучение принципов работы мозга. Помимо фундаментального характера исследований данное направление имеет выраженную практическую значимость в области разработки интеллектуальных устройств, воспроизводящих принципы обработки информации мозгом. Построение электронных моделей нейронов – быстро развивающаяся область физической электроники.

Целью данной работы является экспериментальное исследование динамики дискретной рекурсивной модели нейрона.

Описание модели

Динамика рассматриваемой модели описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} Q_n &= Q_{n-1} + c_{n-1} \cdot (S_{n-1} + i) - \overline{c_{n-1}} \cdot (S_{n-1} + i), \\ S_n &= X_n - Y_n, \\ X_n &= 0.5 \cdot (d \cdot Q_n + X_{n-1}), \\ Y_n &= (X_n - Y_{n-1}) \cdot k + Y_{n-1}, \\ c_n &= (c_{n-1} \vee a) \wedge b \end{aligned} \tag{1}$$

Условия:

$$a = \begin{cases} 0, & Q_n \leq 0; \\ 1, & Q_n > 0, \end{cases} \quad b = \begin{cases} 0, & Q_n \geq r; \\ 1, & Q_n < r, \end{cases} \quad d = \begin{cases} 0, & Q_n < l; \\ 1, & Q_n \geq l \end{cases} \tag{2}$$

где Q_n – выход основного сумматора, S_n – выход фильтра верхних частот, X_n – выход первого фильтра нижних частот, Y_n – выход второго фильтра нижних частот, c_n – условие направления счета, a и b – дополнительные условия для выбора направления счета, d – условие замедления системы, r – диапазон счета, l – предел замедления системы, i – входное воздействие, 0.5 – коэффициент затухания первого фильтра нижних частот, k – коэффициент затухания второго фильтра нижних частот.

Исследование модели

Путем изменения параметров было выполнено разбиение пространства параметров модели (1) на области существования различных динамических режимов, представленное на рис. 1.

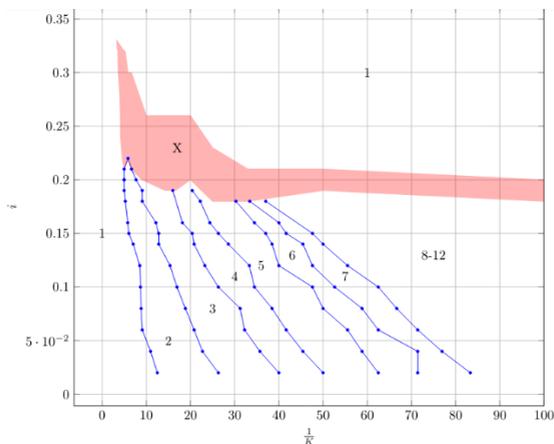


Рис. 1

Обозначение областей различных динамических режимов на рис. 1 отражает количество импульсов в пакте. Красная область соответствует хаотическому режиму.

На рис. 2 приведены изображения осциллограмм некоторых режимов.

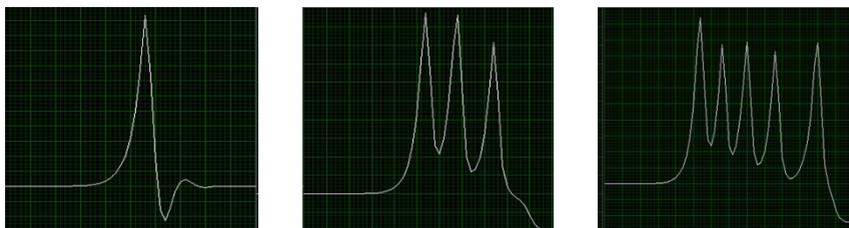


Рис. 2

Данные осциллограммы идентичны осциллограммам исходной математической модели, предложенной в работе [1]. Примеры осциллограмм исходной модели приведены на рис. 3.

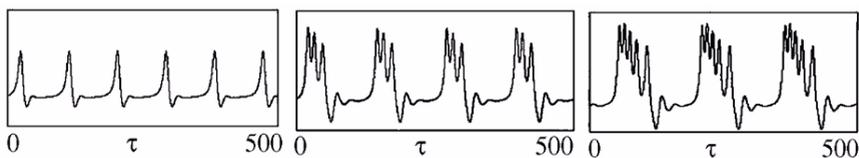


Рис. 3

Также в работе было исследовано влияние параметра r на систему. При достижении данного параметра система меняет свой рост с линейного на экспоненциальный.

Для разных значений параметра k фиксировался номер режима при изменении параметра r рис. 4.

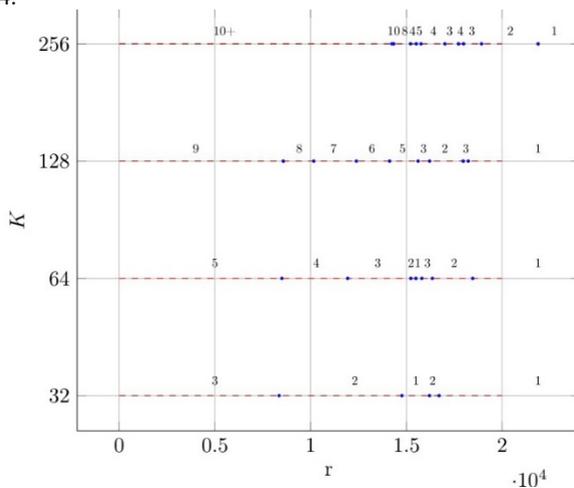


Рис. 4

Таким образом, введение данного параметра позволяет производить переключение между режимами. Однако в модели присутствует недостаток в виде перемежаемости. Данная проблема связана с негрубыми границами между режимами.

Работа выполнена при поддержке Научно-образовательного математического центра «Математика технологий будущего», контракт № 075-02-2024-1439.

- [1] Мищенко М.А., Шалфеев В.Д., Матросов В.В // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20. №. 4. С. 122.

МОДЕЛЬ НЕЙРОНА ПЕРВОГО И ВТОРОГО КЛАССА ВОЗБУЖДЕНИЙ

В.П. Еремеев, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современном научном мире значительное внимание уделяется исследованию нейронных систем как в биологическом, так и в искусственном контексте. Особенно интерес представляет моделирование нейронной динамики, поскольку это позволяет не только глубже понять механизмы работы мозга, но и способствует разработке новых подходов в медицине и технологиях искусственного интеллекта. Существует много тематических моделей в виде обыкновенных дифференциальных моделей или точечных отображений, описывающих динамику единичного нейрона [1, 2]. Модели описывают поведение нейронов, находящихся в невозбужденном состоянии, и нейронов, генерирующих спайковую и (или) берстовую активность. В первом случае система находится в состоянии равновесия, во втором случае имеют место автоколебания. Переход из первого состояния во второе происходит, как правило, через две бифуркации: бифуркацию Андронова Хопфа (2 класс возбуждения), как, например, в система Фитцхью-Нагумо, так и бифуркацию инвариантной кривой седло-узла (1 класс возбуждения), как, например, в системе Морриса-Лекара.

В настоящей работе предлагается новая модель, которая в зависимости от параметров допускает возникновение автоколебаний – предельных циклов на фазовой плоскости через обе бифуркации.

Описание системы

Предлагаемая система имеет вид:

$$\begin{cases} \mu \dot{x} = -2e^{-x} + e^{-2x} + y \\ \dot{y} = -x + k \cdot y + b, \end{cases}$$

где μ , k , b – параметры.

В работе анализируется динамика системы с фокусом на установление различных динамических режимов и бифуркационные переходы между ними.

Моделирование начинается с анализа равновесных состояний системы. Далее, используя метод быстрых и медленных движений, мы анализируем, как медленные и быстрые переменные взаимодействуют, чтобы вызвать кратковременные и долгосрочные изменения в системе. Это позволяет выявить основные механизмы, способствующие возникновению автоколебаний, спайков и других динамических явлений.

Далее исследуется, как небольшие изменения в параметрах k и b могут вызывать значительные изменения в поведении системы, например, переход от устойчивых состояний к колебательным режимам через бифуркацию. Этот анализ помогает идентифицировать критические значения параметров, при которых система становится устойчивой или неустойчивой.

Бифуркационная диаграмма (b, k)

На представленной бифуркационной диаграмме изображены различные динамические режимы системы в зависимости от изменения двух параметров. Диаграмма

разделена на несколько зон, каждая из которых окрашена в свой цвет и имеет свои обозначения, указывающие на тип динамического поведения системы в этой зоне.

Желтая зона представляет область с одним устойчивым состоянием равновесия. Серая область указывает на отсутствие состояний равновесия в данном диапазоне параметров. В фиолетовой зоне присутствуют два состояния равновесия: одно является седловым, а другое – неустойчивым узлом. В розовой зоне находятся два состояния равновесия: одно – неустойчивый узел, другое – седло. Также возникает устойчивый предельный цикл. В голубой области есть одно неустойчивое состояние равновесия и возникает устойчивый предельный цикл. В красной зоне находятся три состояния равновесия: устойчивый узел, неустойчивый узел и седло, и образуется устойчивый предельный цикл. В зеленой зоне находятся три состояния равновесия: устойчивый узел, неустойчивый узел и седло.

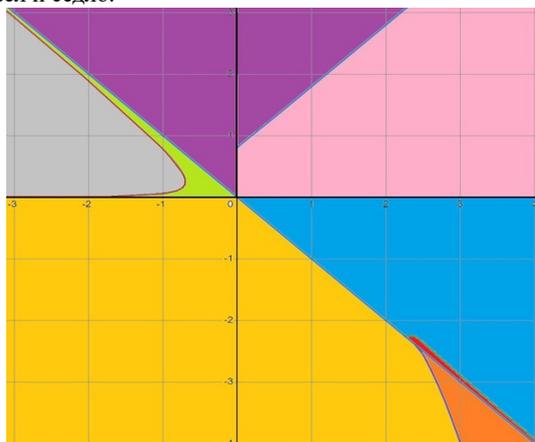


Рис. 1

Возникновение автоколебаний при бифуркации инвариантной кривой седлоузла (возбуждение 1 класса)

Бифуркация инвариантной кривой седлоузла, характеризующаяся слиянием и последующим аннигилированием устойчивой и неустойчивой точек равновесия, служит триггером для появления устойчивого предельного цикла, который в свою очередь порождает устойчивые автоколебания. Фазовый портрет был построен при значениях параметров: $b = 3$ и $k = -2.8914749$. На бифуркационной диаграмме это соответствует границе между красной и голубой областями.

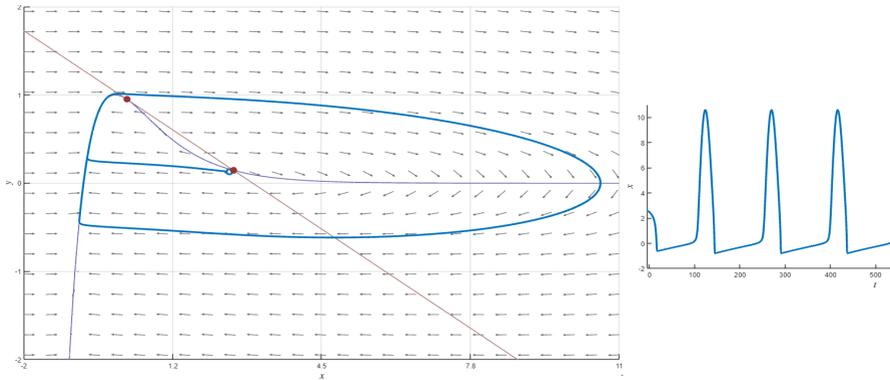


Рис. 2

Возникновение автоколебаний при бифуркации Андронова-Хопфа (2 класс возбудимости)

График иллюстрирует бифуркацию Андронова-Хопфа, происходящую при переходе параметра b через критическое значение 0. Вокруг бывшей устойчивой точки начинает формироваться предельный цикл, указывающий на возникновение устойчивых автоколебаний. Фазовый портрет был построен при значениях параметров: $b = 0.5$ и $k = 0$. На бифуркационной диаграмме это соответствует границе между голубой и розовой областями.

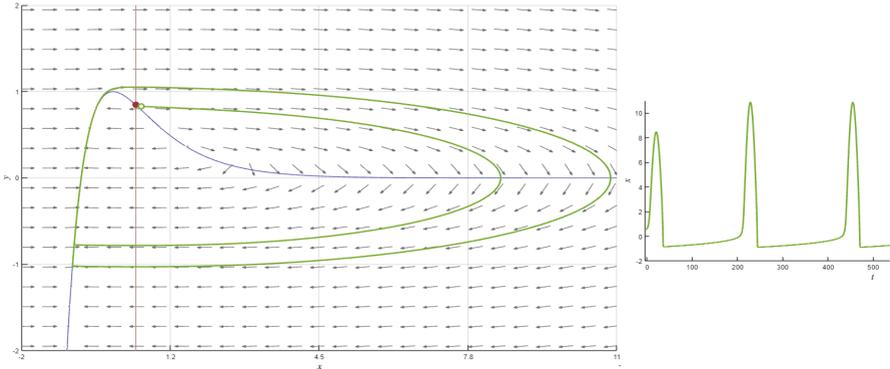


Рис. 3

Возникновение двойного предельного цикла

Важной особенностью этого состояния является появление двух предельных циклов: один устойчивый и один неустойчивый. Такая конфигурация представляет собой сложную динамическую структуру, где устойчивый цикл обеспечивает

возможность поддержания регулярного колебательного режима, в то время как неустойчивый цикл действует как пороговый элемент, чувствительный к внешним воздействиям и внутренним изменениям параметров. В случае, если система начинается в состоянии близком к неустойчивому предельному циклу и не получает достаточных возмущений для поддержания активности, колебания могут затухнуть, приводя систему к состоянию покоя или к минимальной активности. Фазовый портрет построен при значениях параметров: $b = 5$ и $k = -4.943204$. На бифуркационной диаграмме это соответствует границе между красной и оранжевой областями.

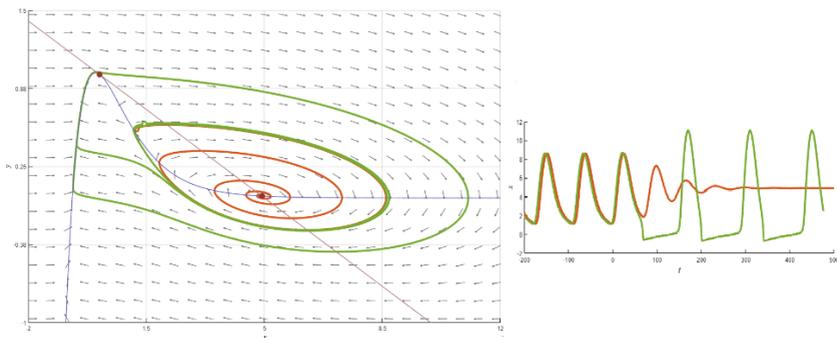


Рис. 4

Заключение

В работе:

- Предложена нейронная модель, в которой присутствуют 2 класса возбудимости, при которых возникают автоколебания, в зависимости от заданных параметров.
- Используя метод быстрых и медленных движений, мы проанализировали динамику нейронной модели и выяснили, что состояния равновесия могут быть как устойчивыми, так и неустойчивыми в зависимости от их положения относительно вершины графика экспоненты.
- Анализ системы также позволил выявить потенциальные точки бифуркаций, где изменения в параметрах модели могут вызвать качественные изменения в ее поведении.

- [1] Izhikevich. E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Cambridge: MIT, 2007. P. 15.
- [2] Некоркин В.И., Дмитричев А.С., Касаткин Д.В., Клиньшов В.В., Кириллов С.Ю., Масленников О.В., Щапин Д.С. // Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2018. Т. 26, №. 4. С. 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ НЕЙРОНА ПОД СЛАБЫМ ШУМОВЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

О.А. Горюнов^{1,2)}, В.В. Клиньшов^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

В живых организмах нервные клетки образуют функционально связанные группы – нейронные сети. За счёт генерации биопотенциалов нейроны обмениваются друг с другом электрическими импульсами, из-за чего внутри сети возникает сложная динамика [1]. Целью работы является разработка слабошумового приближения для уравнения Фоккера-Планка, которое описывает динамику нейрона типа «накопление-сброс» под воздействием белого шума.

Автомодельное решение

Согласно модели мембрану нейрона можно представить в виде эквивалентной электрической схемы. К контуру с сопротивлением утечки R , ёмкостью мембраны C и источнику E_0 , параллельно подключается источник тока, который описывает воздействие от связанных нейронов. Когда мембранный потенциал V достигнет некоторого порогового значения V_{th} , нейрон генерирует спайк, длительность которого считается пренебрежимо малой.

В случае, когда нейрон имеет большое число связей внешнее воздействие часто можно аппроксимировать белым шумом. Тогда уравнение, описывающее изменение мембранного потенциала, примет вид:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{E_0 - V}{\tau} + \mu + \sigma\eta(t), \quad (1)$$

где $\tau = RC$ – мембранное время, μ и σ – параметры, характеризующие бело-шумовой процесс, $\eta(t)$ – стандартный белый шум.

Для (1) справедливо уравнение Фоккера-Планка [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial V} \left[\frac{E_0 - V + \mu\tau}{\tau} \cdot \rho \right] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial V^2} [\sigma^2 \rho], \quad (2)$$

где $\rho(V, t)$ – функция плотности вероятности, удовлетворяющая следующим граничным условиям:

$$\rho(V_{th}, t) = 0 \quad (3)$$

$$-\frac{\sigma^2}{2} \frac{\partial \rho}{\partial V} \Big|_{V=V_{th}} = r, \quad (4)$$

где r – частота генерации потенциала действия на выходе нейрона.

Будем искать решение уравнения (2) в виде:

$$\rho(V, t) = R(V)e^{-rt}. \quad (5)$$

Получим дифференциальное уравнение второго порядка:

$$R'' + \frac{2}{\tau\sigma^2}(V - E_0 - \mu\tau)R' + \frac{2}{\tau\sigma^2}(1 + r\tau)R = 0. \quad (6)$$

В случае, когда величина шумовых флуктуаций $\Delta = \sigma\sqrt{\tau/2}$ гораздо меньше, чем расстояние $A = |E_0 + \mu\tau - V_{th}|$ между средним потенциалом (центром массы) и порогом возбуждения, приближённо профиль $R(V)$ может быть найден в виде:

$$R(V) = \frac{r\sqrt{\pi\tau}}{\sigma} \exp\left(-\frac{(V - E_0 - \mu\tau)^2}{\tau\sigma^2}\right) \cdot \left\{ \operatorname{erfi}\left(\frac{V_{th} - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) - \operatorname{erfi}\left(\frac{V - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) \right\}. \quad (7)$$

Частота генерации находится из условия нормировки:

$$r = \left[\pi\tau \cdot \operatorname{erfi}\left(\frac{V_{th} - E_0 - \mu\tau}{\sigma\sqrt{\tau}}\right) \right]^{-1} \quad (8)$$

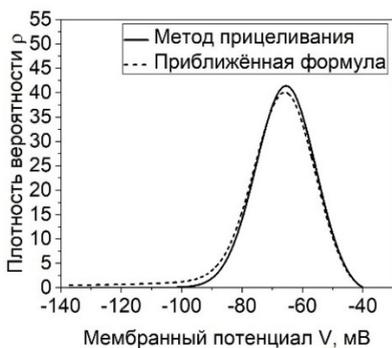


Рис. 1

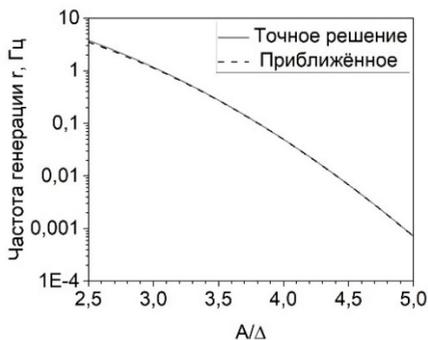


Рис. 2

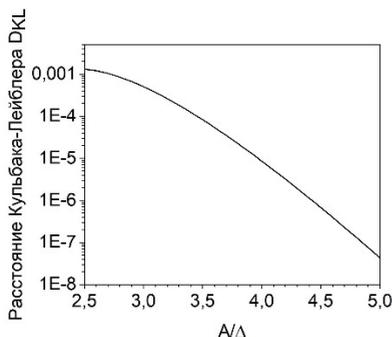


Рис. 3

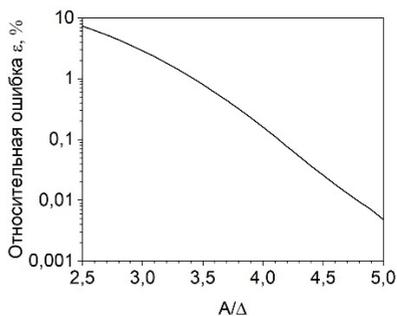


Рис. 4

На рис. 1 приведено сравнение профилей, вычисленных по формуле (6) и (7). На рис. 3 показано расстояние Кульбака-Лейблера между этими профилями в зависимости от отношения A/Δ . Оно падает ниже $5 \cdot 10^{-4}$ при $A/\Delta > 3$.

Наиболее важной характеристикой динамики нейрона является частота генерации r . Результаты сравнения слабошумового приближения с точным представлением на рис. 2 и рис. 4.

Несмотря на свою простоту, наше приближение даёт точные результаты. Так в случае стационарной стимуляции ошибка для частоты генерации составляет менее 3%, если $A/\Delta > 3$.

Нестационарная стимуляция

В биологических нейронных сетях внешнее воздействие на отдельный нейрон определяется электрической активностью сети и может изменяться со временем. В работе рассмотрен случай, когда со временем изменялся параметр $\mu = \mu(t)$. В случае быстрого изменения параметров внешнего воздействия проявляется инертность нейрона, и в этом случае изменение центра масс приближенно описывается дифференциальным уравнением:

$$\frac{dm(t)}{dt} + \frac{m(t)}{\tau} = \frac{E_0}{\tau} + \mu(t). \quad (9)$$

Тогда приближённое значение частоты генерации можно искать по формуле:

$$r = \left[\pi \tau \cdot \operatorname{erfi} \left(\frac{V_{th} - m(t)}{\sigma \sqrt{\tau}} \right) \right]^{-1}. \quad (8)$$

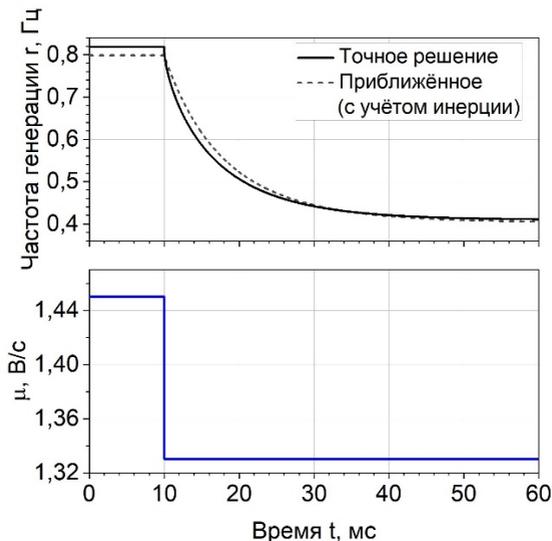


Рис. 5

Для оценки точности при нестационарном воздействии мы рассмотрели случай, когда $\mu(t)$ изменялось скачкообразно таким образом, чтобы стационарная частота генерации γ изменялась ровно в два раза. На рис. 6 приведена зависимость относительной динамической и статической ошибки от отношения A/Δ . Видно, что с увеличением отношения ошибка уменьшается, но не так быстро, как в стационарном случае. При этом ошибка для частоты генерации составляет менее 3% для нестационарной стимуляции, если $A/\Delta > 5$.

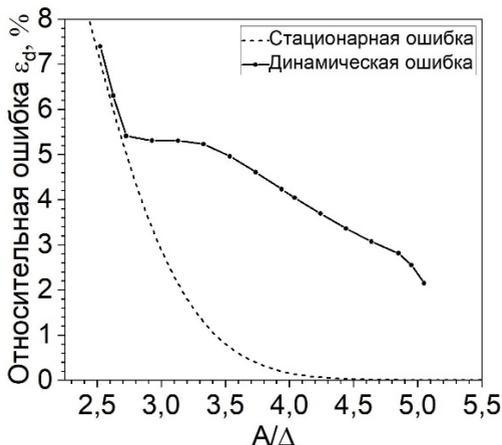


Рис. 6

Заключение

В работе рассмотрена динамика нейрона накопление-и-сброс под действием белого шума. В случае слабого шума получено приближенное аналитическое решение для соответствующего уравнения Фоккера-Планка, из которого можно определить частоту генерации нейроном потенциалов действия. Приближение является достаточно точным, когда средняя амплитуда шумо-индуцированных флуктуаций Δ много меньше расстояния до порога возбуждения A : ошибка определения частоты генерации не превышает 3% при $A/\Delta < 3$ для стационарного воздействия и $A/\Delta < 5$ для изменяющегося во времени воздействия.

- [1] Антонов В.Ф., Черныш А.М., Пасечник В.И., Вознесенский С.А., Козлова Е.К. Биофизика: Учеб. для студ. высш. учеб. заведений. – Б63 М.: Гуманит. изд. Центр ВЛАДОС, 2006. С. 77.
- [2] Гарднер К.В. Стохастические методы в естественных науках. – М.: Мир, 1986. С. 160.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ АСТРОЦИТА НА ПЕРЕМЕЖАЮЩУЮСЯ СИНХРОНИЗАЦИЮ НЕЙРОНОВ

Д.Д. Яблонский, С.Ю. Маковкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе изучается нейрон-астроцитарный ансамбль, состоящий из двух пар нейронов и астроцитов (см. рис. 1). Динамика внутриклеточной концентрации Ca^{2+} в астроците описывается моделью Уллаха-Юнга [1], мембранный потенциал нейрона описывается моделью Ходжкина-Хаксли с модификацией Мэйнена [2, 3].

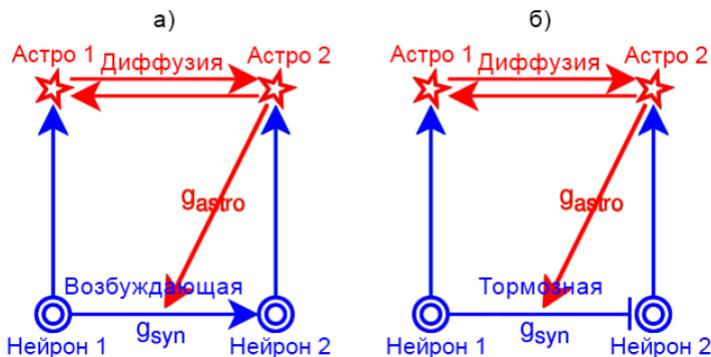


Рис. 1

Явление синхронизации играет важную роль в нейронной коммуникации, обработке информации и координации двигательной активности. В данном исследовании используются физиологически значимые модели Ходжкина-Хаксли и Уллаха-Юнга для исследования влияния астроцита на динамику пары синаптически связанных импульсных нейронов. В работе обнаружено, что импульсная активность в нейронах индуцирует медленную колебательную активность в астроцитах, что, в свою очередь, модулирует силу синаптической связи. Это приводит к новому режиму перемежаемой синхронизации между импульсными нейронами в масштабе времени медленных кальциевых колебаний.

Возбуждающая или тормозная однонаправленная нелинейная связь от пресинаптического (ведущего) нейрона к постсинаптическому (ведомому) нейрону реализуется с помощью синаптического тока. Этот ток отражает кинетику химического синапса.

Активность астроцита описывается с помощью следующих переменных: внутриклеточная концентрация Ca^{2+} , доля активированных рецепторов IP3 в эндоплазматическом ретикулуме и внутриклеточная концентрация инозит-1,4,5-трифосфата (IP3) [4]. Они задаются моделью астроцита Уллаха-Юнга.

Астроцитарная модуляция синаптической связи нейронов улучшает синхронизацию между колеблющимися нейронами. Влияние астроцитов на динамику пары связанных нейронов заключается в стимуляции синхронизации колебательной активности нейронов за счет управляемого астроцитами увеличения нейронной синаптической

силы связи [5, 6, 7]. **Изолированные два астроцита в системе.** Рассчитан регион синхронизации в области параметров $\Delta\nu_4$ и k . Что соответствует расстройке частот и силе связи между двумя астроцитами. Происходит расчет разницы фаз спайков астроцитов и значения корня из дисперсии разницы фаз. Отличное от нуля значение корня из дисперсии разницы фаз говорит о наличии биений в системе двух астроцитов (см. рис. 2).

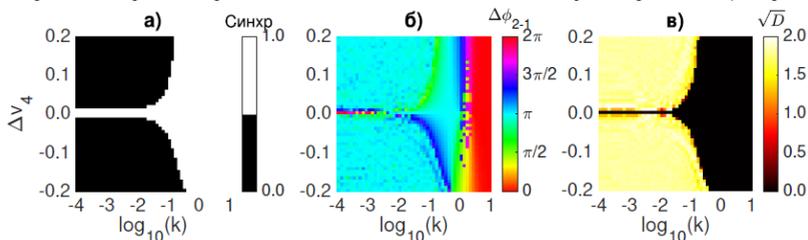


Рис. 2

Нейроны изолированы друг от друга, не связаны с астроцитами, астроциты не воздействуют на нейроны. Управляющий нейрон может воздействовать на управляемый либо возбуждающей, либо тормозной связью. Видно, что с увеличением частотной расстройке между нейронами требуется большая сила связи, на то, чтобы установить синхронизацию и при возбуждающей, и при тормозной связи. Также отметим, что область синхронизации не является симметричной (см. рис. 3). Главный нейрон с более высокой частотой колебаний через возбуждающую одностороннюю импульсную связь увеличивает частоту срабатывания подчиненного нейрона и, соответственно, наоборот – для тормозящей связи.

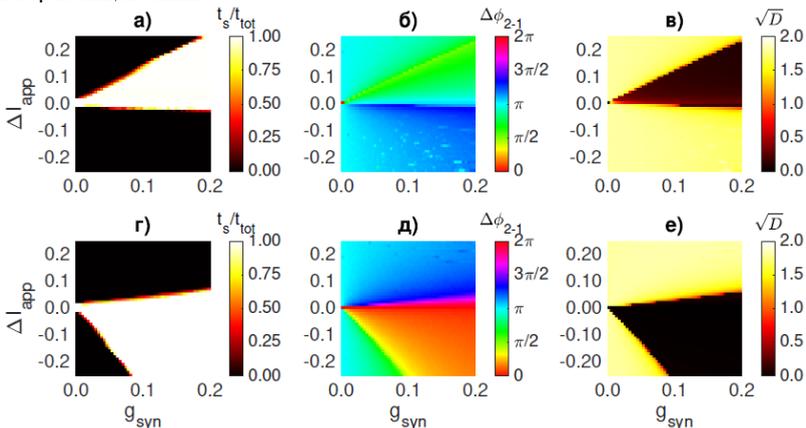


Рис. 3

Пример вызванной астроцитами синхронизации смотрите на рис. 4. Первоначально колебания нейронов вызывают колебания кальция в астроците. При достижении

порога внутриклеточной концентрации Ca^{2+} , астроцит усиливает синаптическую силу связи между нейронами, и они синхронизируются в противофазе на интервале времени, равном длительности импульсов кальция в астроците. В отсутствие астроцитарного воздействия система проявляет биения из-за расстройки частоты между связанными осцилляторами. Однако астроцит может ослаблять синаптическую силу связи между нейронами.

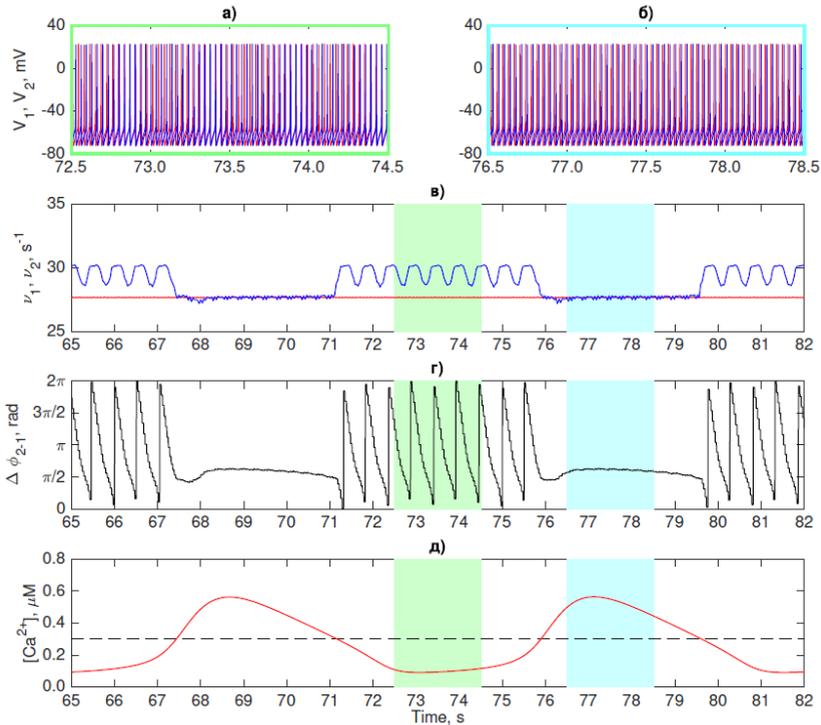


Рис. 4

Таким образом, усиливающий астроцит способен расширить регион синхронизации нейронов (см. рис. 5).

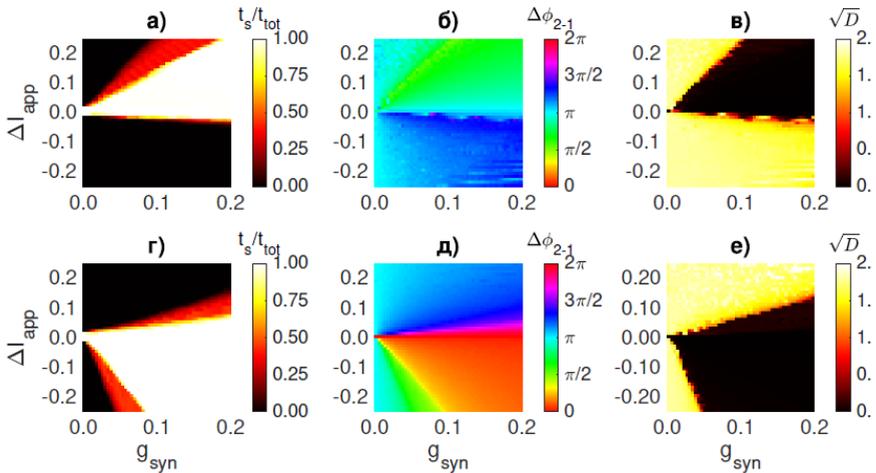


Рис. 5

- [1] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A.H. // Cell Calcium. 2006. Vol. 39. P. 197.
- [2] Hodgkin A.L., Huxley A.F. // The Journal of physiology. 1952. Vol. 117, No. 4. P. 500.
- [3] Mainen Z.F., Joerges J., Huguenard J.R., Sejnowski T.J. // Neuron. 1995. Vol. 156, No. 6. P. 1427.
- [4] Matrosov V., Gordleeva S., Boldyreva N., Ben-Jacob E., Kazantsev V. // Computational Glioscience. 2018. Vol. 1. P. 151.
- [5] Kanakov O., Gordleeva S., Ermolaeva A., Jalan S., Zaikin A. // Physical Review E. 2019. Vol. 99, No. 1. P. 012418.
- [6] Gordleeva S.Y. Lebedev S.A., Rumyantseva M.A., Kazantsev V.B. // JETP Letters. 2018. Vol. 107, No. 7. P. 440.
- [7] Pankratova E.V., Kalyakulina A.I., Stasenko S.V., Gordleeva S.Y., Lazarevich I.A., Kazantsev V.B. // Nonlinear Dynamics. 2019. P. 1.

КОЛЛЕКТИВНАЯ ДИНАМИКА И ЭФФЕКТЫ КОНЕЧНОГО РАЗМЕРА В НЕЙРОННОЙ СЕТИ ИЗ ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ И ПОДАВЛЯЮЩЕЙ ПОПУЛЯЦИЙ

С.Ю. Кириллов, А.А. Злобин, В.В. Клиньшов

ИПФ РАН

Нейронные сети, состоящие из двух взаимодействующих популяций — возбуждающей и подавляющей — являются одними из базовых фундаментальных структур в крупномасштабных сетях мозга [1-2]. Для исследования их коллективной динамики активно используется подход, основанный на редуцированных, среднеполевых моделях, называемых также моделями нейронных масс [3]. В настоящей работе рассматривается модель большой двухпопуляционной нейронной сети и соответствующей ей модели нейронной массы [4]. Исследуется возникновение различных режимов коллективной активности в этих двух моделях и проводится их сравнение.

В качестве базового элемента сети рассматривается квадратичный нейрон типа накопление-сброс

$$\dot{V}_j = V_j^2 + \eta_j + I_j(t), \quad (1)$$

где V_j – мембранный потенциал j -го нейрона, η_j – неоднородный ток смещения, I_j – совокупный ток, получаемый j -м нейроном от других нейронов сети. Для каждого нейрона из популяции $X = \{e, i\}$ (здесь и далее индексы e, i определяют принадлежность к возбуждающей или подавляющей популяции) этот ток определяется как

$$I_X = J_{eX}r_e + J_{iX}r_i, \quad (2)$$

где J_{YX} – сила синаптических связей, действующих со стороны популяции Y на популяцию X , а r_X – полный выходной сигнал популяции X , имеющий смысл средней частоты генерации спайков:

$$r_X = \frac{1}{N_X} \sum_{j \in X} \delta(t - t_j^k). \quad (3)$$

Здесь N_X – число нейронов в популяции X . Каждый j -й нейрон генерирует индивидуальные спайки в моменты времени t_j^k , которые определяются из дополнительного условия: когда мембранный потенциал нейрона V_j достигает некоторого, заданного наперед порогового значения V_p . После генерации спайка потенциал сбрасывается в значение V_r .

При большом числе нейронов в обеих популяциях (в термодинамическом пределе при $N_X \rightarrow \infty$) динамика каждой такой популяции может быть приближенно описана с помощью модели нейронных масс. Положим далее для определенности, что индивидуальные токи смещения η_j в каждой популяции X распределены по Лоренцу с центром ζ_X и полушириной Δ_X :

$$g(\eta) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta_X}{\Delta_X^2 + (\eta - \zeta_X)^2}. \quad (4)$$

К описанной модели сети может быть применена техника редукции, предложенная в работе Монтбрио–Пазо–Роксина [5]. Тогда коллективное поведение сети будет описываться следующей системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{r}_e &= \frac{\Delta_e}{\pi} + 2r_e v_e, \\ \dot{v}_e &= v_e^2 + \zeta_e - \pi^2 r_e^2 + J_{ee} r_e + J_{ie} r_i, \\ \dot{r}_i &= \frac{\Delta_i}{\pi} + 2r_i v_i, \\ \dot{v}_i &= v_i^2 + \zeta_i - \pi^2 r_i^2 + J_{ei} r_e + J_{ii} r_i, \end{aligned} \quad (5)$$

где переменными являются физически релевантные переменные: средние частоты популяций и их средние мембранные потенциалы.

Бифуркационный анализ редуцированной модели показывает, что при слабом межпопуляционном взаимодействии с течением времени система приходит в одно из двух равновесных состояний, которые характеризуются высоким или низким уровнем средней активности полной сети. При этом взаимная связь практически не влияет на асимптотическую (стационарную) динамику. Вместе с тем, такое взаимодействие влияет на переходные и резонансные процессы в системе. В частности, с его помощью возможно настроить избирательную реакцию сети на действие внешних импульсов тока определенной амплитуды и длительности. Интересно отметить, что, в то время как макроскопическая, коллективная активность сети после воздействия сравнительно быстро выходит на стационарный уровень, анализ микроскопической динамики отдельных элементов показывает также наличие более долгих переходных процессов.

Коллективная динамика двухмодульной сети начинает постепенно усложняться при увеличении межмодульной связи, и в такой системе возникают самоподдерживающиеся коллективные колебания. Механизм возникновения этих колебаний связан с усилением петли обратной связи, возникающей со стороны возбуждающего модуля через подавляющий. В результате этого происходит дестабилизация состояния, соответствующего высокому уровню активности сети. Бифуркационный анализ редуцированной модели позволяет с высокой точностью предсказывать возникновение и исчезновение таких коллективных колебаний. Вместе с тем микроскопический анализ позволяет выявить существование в сети кластеров элементов, совершающих регулярные колебания на единых частотах, в то время как собственные колебания прочих элементов являются нерегулярными, а их частоты несоизмеримыми.

Действие межмодульных связей может также влиять на количество равновесных состояний в системе и форму областей их существования. Описан сценарий возникновения режима тристабильности, когда помимо состояния с низким и высоким уровнем активности формируется еще третье – среднее состояние. Режим тристабильности, предсказанный редуцированной моделью, наблюдается и в микроскопической системе. Вместе с тем наблюдаются различия между соответствующими бифуркационными границами динамических режимов. Эти различия связаны с эффектами конечного размера. Они уменьшаются по мере увеличения размера сети, однако остаются заметными даже для сетей довольно большого размера порядка 100000 элементов.

Помимо равновесных и периодических колебательных режимов, в двухмодульной сети могут возникать и более сложные хаотические коллективные колебания. Макроскопическая редуцированная система в среднем довольно хорошо воспроизводит поведение микроскопической сети. Вместе с тем траектории, соответствующие коллективным микроскопическим колебаниям, содержат явно видимые флуктуации. Существование таких флуктуаций связано с эффектами конечного размера. С увеличением количества элементов их интенсивность уменьшается обратно пропорционально размеру сети, и траектории редуцированной и микроскопической систем асимптотически сближаются.

Работа выполнена при поддержке Министерством высшего образования и науки РФ в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект FFUF-2024-0011.

- [1] Brunel N. // *J. Comput. Neurosci.* 2000. Vol. 8, No. 3. P. 183.
- [2] Kirillov S.Y., Klinshov V.V., Nekorkin V.I. // *Chaos.* 2020. Vol. 30. P. 051101.
- [3] Schmidt H., Avitabile D., Montbrió E., Roxin A. // *PLoS Comput. Biol.* 2018. Vol. 14, No. 9. P. e1006430.
- [4] Кириллов С.Ю., Злобин А.А., Клиньшов В.В. // *Известия вузов. ПНД.* 2023. Т. 31, №. 6. С. 757.
- [5] Montbrió E., Pazó D., Roxin A. // *Phys. Rev. X.* 2015. Vol. 5, No. 2. P. 021028.

СИНФАЗНАЯ И ПРОТИВОФАЗНАЯ СПАЙКОВАЯ И БЕРСТОВАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ В АНСАМБЛЕ СВЯЗАННЫХ ФИ-НЕЙРОНОВ

Д.Е. Колесников, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Синхронизация играет ключевую роль в работе мозга [1–3]. В частности, синхронизация нейронов лежит в основе формирования популяционных ритмов мозга [4, 5]. Также синхронная активность нейронов мозга может приводить к патологическим процессам. В связи с этим исследование этого процесса является важным в нейронауках. Эффективным способом изучения синхронизации является применение методов нелинейной динамики и математического моделирования.

Согласно последним результатам, исследование синхронизации можно свести к анализу систем относительно простых фазовых уравнений [6]. Такие системы с одной стороны обеспечивают воспроизведение различных сложных паттернов активности, а с другой стороны, они могут быть частично исследованы аналитически.

Цель данной работы – исследовать динамику системы, моделирующую нейронные ансамбли, элементы которых описываются моделью фи-нейрона [6]. При этом связь между элементами глобальная с фазовой задержкой. Как показали наши исследования, такая модель может воспроизводить различные синфазные и противофазные спайковые и берстовые синхронные режимы. Для данной системы были получены и исследованы различные области параметров, при которых система демонстрирует те или иные динамические состояния.

Ансамбль связанных нейронов

Пусть каждый нейрон в ансамбле представлен фазовой переменной φ_i , и взаимодействует с другими в соответствии со следующей формулой:

$$\dot{\varphi}_i = \gamma_i - \sin\left(\frac{\varphi_i}{n_i}\right) + \sum_{j=1}^N d_{ij} \cdot \sin(\varphi_j - \varphi_i - \alpha), \quad i = \overline{1, N} \quad (1)$$

где n_i, γ_i – параметры, определяющие временные масштабы спайковой и берстовой активности i -го элемента; $d_{ij} = d$ – параметр связи, описывающий взаимодействие между двумя элементами (i, j) ; α – фазовая задержка в связи, параметр меняется от 0 до π .

Определим условия существования синхронного поведения нейронов, в ансамбле из двух и трёх элементов. Исследуем динамику ансамбля неодинаковых элементов с одинаковыми $n_i = n_j$ при $i \neq j$, но разными $\gamma_i \neq \gamma_j$ при $i \neq j$.

Параметр α определяет тип взаимодействия между элементами. В области значений $0 < \alpha < \frac{\pi}{2}$ взаимодействие является притягивающим, при $\frac{\pi}{2} < \alpha < \pi$ – отталкивающим.

Режимы синхронизации в ансамбле

Приведём критерии попарной синхронизации элементов (i, j) ансамбля.

Критерии существования частотной и фазовой спайковой синхронизации элементов:

- Частотная спайковая синхронизация элементов (i, j) : $\Omega_i^s = \Omega_j^s$
- Фазовая спайковая синхронизация элементов (i, j) : $|\varphi_j - \varphi_i| = const$

Критерии существования частотной и фазовой бёрстовой синхронизации:

- Частотная бёрстовая синхронизация элементов (i, j) : $\Omega_i^b = \Omega_j^b$
- Фазовая бёрстовая синхронизация элементов (i, j) : $|\varphi_j^k - \varphi_i^k| = const$ (сдвиг между фазами k -х спайков в пачке константен)

Критерии существования синфазной и противофазной синхронизации:

- Синфазная синхронизация элементов (i, j) : $|\varphi_j - \varphi_i| \ll 1$
- Противофазная синхронизация элементов (i, j) : $|\varphi_j - \varphi_i - \pi| \ll 1$

Глобальная синхронизация (для $N=3$) будет существовать если условия попарной синхронизации выполняются для всех таких пар элементов (i, j) .

Диаграммы динамических режимов

На рис 1 и 3 ($N=2$), 5 и 7 ($N=3$) приведены диаграммы фазовой синхронизации. На рис. 2 и 4 ($N=2$), 6 и 8 ($N=3$) приведены диаграммы частотной синхронизации для пары значений параметра Δ .

На диаграммах видно, что с увеличением параметра связи d в системе осуществляется переход:

- 1) От асинхронных режимов к синхронным, как при попарной синхронизации элементов, так и при глобальной. Сначала наступает бёрстовая синхронизация, а затем спайковая.
- 2) От попарной синхронизации элементов, к глобальной синхронизации ансамбля (при $N=3$).
- 3) От режимов $n:m$, к противофазным или синфазным режимам $1:1$ ($n:m:k$ и $1:1:1$ при $N=3$).
- 4) От осцилляторной смерти (1,2), к вымиранию всех элементов ансамбля (при $N=3$).

Расшифровка обозначений на диаграммах фазовой синхронизации:

D (death) – осцилляторная смерть, Q-P (quasi-periodic) – квазипериодический режим, SS $n:m$ (spike sync) – спайковая синхронизация $n:m$, BS $n:m$ (burst sync) – бёрстовая синхронизация $n:m$, SS 1-2 (spike sync) – спайковая синхронизация 1-го и 2-го элемента, BS 2-3 (burst sync) – бёрстовая синхронизация 2-го и 3-го элемента, GBS (global burst sync) – глобальная бёрстовая синхронизация, GSS (global spike sync) – глобальная спайковая синхронизация, SP (sync-phase) – синфазная синхронизация, AP (anti-phase) – противофазная синхронизация.

Ансамбль из двух элементов ($N=2$)

Частотная расстройка Δ между элементами меняется от 0 до Δ_{max} . Параметры $\gamma_1 = 1.01$, $\gamma_2 = \gamma_1 + \Delta$, $n_1 = 3$, $n_2 = 3$.

Рассмотрим систему (1) с притягивающим и отталкивающим взаимодействием:

- 1) $\alpha = \frac{\pi}{8}$: до осцилляторной смерти обоих элементов существует сравнительно большая область бёрстовой синхронизации 1:1. С увеличением параметра связи d элементы начнут осциллировать и установится спайковый синфазный режим 1:1.

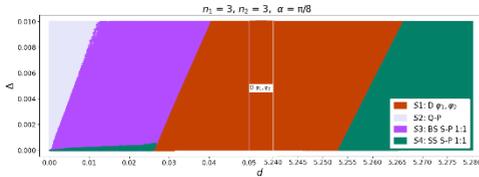


Рис. 1

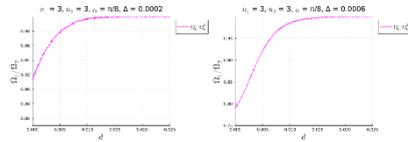


Рис. 2

- 2) $\alpha = \frac{2\pi}{3}$: существует большая область бёрстовой синхронизации 1:2. Размер областей синхронизации 1:m (где $m > 2$) очень мал. С увеличением параметра связи d установится бёрстовый противофазный режим 1:1. При $\Delta \approx 0.01$ существенную часть диаграммы занимает область осцилляторной смерти ансамбля.

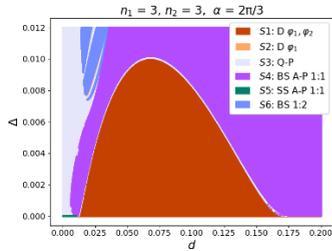


Рис. 3

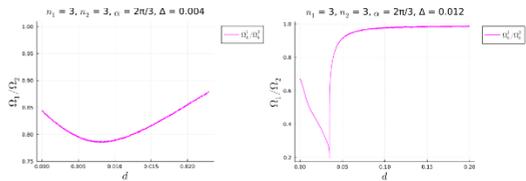


Рис. 4

Ансамбль из трех элементов ($N=3$)

Частотная расстройка Δ между элементами меняется от 0 до Δ_{max} . Параметры $\gamma_1 = 1.01, \gamma_2 = \gamma_1 + \Delta, \gamma_3 = \gamma_1 + 2\Delta, n_1 = 3, n_2 = 3, n_3 = 3$.

Рассмотрим систему (1) с притягивающим и отталкивающим взаимодействием:

- 1) $\alpha = \frac{\pi}{8}$: до осцилляторной смерти ансамбля существует множество областей попарной синхронизации элементов $n:m$. С увеличением параметра связи d элементы начнут возвращаться и установится глобальный спайковый синфазный режим.

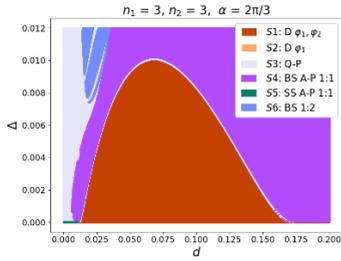


Рис. 5

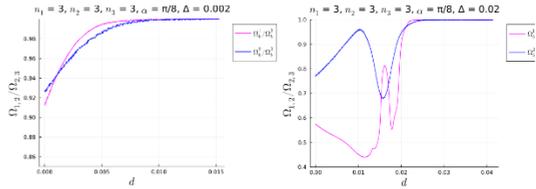


Рис. 6

- 2) $\alpha = \frac{2\pi}{3}$: при малых значениях d существуют большие области вымирания пары элементов (1,2), и вымирания всего ансамбля (1,2,3). При увеличении связи появляются режимы бёрстовой попарной синхронизации $n:m$, затем в ансамбле устанавливается глобальный бёрстовый противофазный режим.

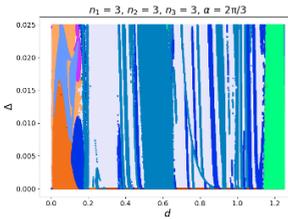


Рис. 7

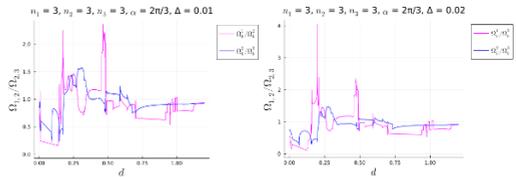


Рис. 8

В ансамблях из двух и трех фи-нейронов исследованы синхронные режимы и определены границы их существования: бёрстовая синфазная и противофазная синхронизация, спайковая синфазная и противофазная синхронизации.

Работа поддержана Минобрнауки РФ, Соглашение FSWR-2020-0036 и грантом РФФ 23-12-00180

[1] Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. // Synchronization: A Universal Concept in Non-linear Sciences. 2003. P. 433.
 [2] Izhikevich. E.M. Dynamical system in neuroscience: the geometry of excitability and bursting. – Cambridge: MIT, 2007, 519 p.
 [3] Kuramoto Y. // Chemical Oscillations, Waves, and Turbulence, Springer-Verlag. 1984. P. 176.
 [4] Llin'as R.R. // I of the Vortex: From Neurons to Self. 2002. P. 302.
 [5] Buzsaki G. // Rhythms of the Brain. 2006. P. 448.
 [6] Колесников Д.Е., Осипов Г.В. // Труды XXVII научной конференции по радиофизике. 2023. С. 186.

ДИНАМИКА РЕКУРРЕНТНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ С КУСОЧНО-ЛИНЕЙНОЙ ФУНКЦИЕЙ АКТИВАЦИИ

Р.А. Кононов¹⁾, О.В. Масленников^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Одно из направлений вычислительной нейробиологии – построение функциональных моделей нейронных сетей, решающих сенсорно-моторные и когнитивные задачи. Для настройки весовых коэффициентов в таких моделях применяют методы машинного обучения. Если в структуре сетей есть соединения с петлями обратной связи, то такие сети являются рекуррентными. Обученные рекуррентные сети представляют собой динамические системы, которые можно анализировать методами теории колебаний и находить динамические механизмы решения ими целевых задач [1, 2]. В данной работе исследован ансамбль рекуррентных нейронных сетей с кусочно-линейной функцией активации, обученных задаче контекстно-зависимого двухальтернативного выбора.

Полносвязная рекуррентная сеть

В качестве модели функциональной нейросети взята полносвязная рекуррентная сеть с кусочно-линейной функцией активации ReLU, которая интерпретируется как средняя частота спайковой активности нейрона:

$$\text{ReLU}(x) = \begin{cases} x, & x > 0, \\ 0, & x \leq 0. \end{cases}$$

Активность сети описывается отображением в векторной форме

$$\mathbf{h}_{t+1} = \text{ReLU}(\mathbf{x}_t U^T + \mathbf{h}_t W^T), \quad (1)$$

где \mathbf{x}_t – это входные стимулы, подаваемые на сеть в момент времени t , а \mathbf{h}_t – активность нейронов в данный момент времени (скрытое состояние сети).

U – входные веса нейронной сети,

W – рекуррентные веса нейронной сети.

Выход сети вычисляется как

$$\text{out}_t = \mathbf{h}_t O^T,$$

где O – выходные веса нейронной сети. Векторные и матричные величины имеют размерности

$$\mathbf{x}_t \in \mathbb{R}^S, \mathbf{h}_t \in \mathbb{R}^N, \text{out}_t \in \mathbb{R}^C,$$

$$U \in \mathbb{R}^{N \times I}, O \in \mathbb{R}^{C \times N}, W \in \mathbb{R}^{N \times N},$$

где S, C, N – размерности входа, выхода и скрытого состояния сети соответственно.

Когнитивная задача двухальтернативного выбора с контекстом

Прототипный нейробиологический эксперимент целевой задачи в настоящей работе состоит в следующем. Испытуемой обезьяне демонстрируют экран с движущимися точками разных цветов, два сигнала контекста и сигнал фиксации в форме отдельных сенсорных стимулов. Начало испытания сообщается возникающим сигналом фиксации, далее загорается сигнал одного из контекстов, показывающий, на что нужно обращать внимание в текущем испытании: на цвет или на направление движения точек. От агента требуется определить доминирующее направление или цвет и запомнить своё решение. Ответ от агента из трех предложенных вариантов – слева, в центре, справа – ожидается через некоторую задержку с помощью движения глаз. Движения влево и вправо соответствовали двум вариантам ответа, за каждой стороной были закреплены определённый цвет и соответствующее направление движения точек [3].

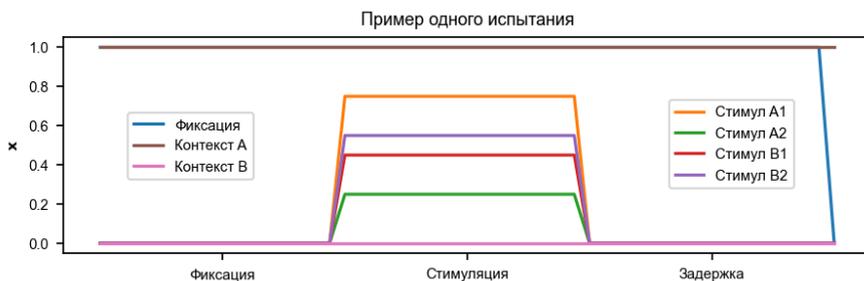


Рис. 1

Для моделирования данной задачи на вход сети подаётся «сенсорный» сигнал из семи компонент:

$$\mathbf{x} \in \mathbb{R}^7$$

$\mathbf{x}_1 \in \{0,1\}$ – моделирует сигнал фиксации. Равен единице на всём протяжении испытания, кроме момента принятия решения;

$\mathbf{x}_{2,3} \geq 0$ – моделируют пару стимулов первого контекста. В период подачи стимулов $\mathbf{x}_2 + \mathbf{x}_3 = 1$, а в остальные периоды нулевые;

$\mathbf{x}_{4,5} \geq 0$ – моделируют пару стимулов второго контекста. В период подачи стимулов $\mathbf{x}_4 + \mathbf{x}_5 = 1$, а в остальные периоды нулевые;

$\mathbf{x}_{6,7} \in \{0,1\}$ – моделируют сигналы контекста. Эти сигналы подаются на сеть в течение всего испытания и $\mathbf{x}_6 \neq \mathbf{x}_7$.

Все приведённые связи между компонентами справедливы для испытания без шума, пример идеализированного испытания приведён на рис. 1. При обучении и тестировании сети на сенсорные сигналы накладывался шум.

Функциональная модель как автономная система

В течение каждого из периодов испытания на вход сети подаётся зашумлённый сигнал с определенным средним. Для анализа динамики системы в пределах каждого периода мы рассматриваем вход сети как вектор параметров $\mathbf{I}_t = \mathbf{x}_t \mathbf{U}^T$

Для исследования динамики в течение определенного периода мы рассматриваем соответствующую автономную систему вида:

$$\mathbf{h}_{t+1} = \text{ReLU}(\mathbf{I}_t + \mathbf{h}_t \mathbf{W}^T). \quad (2)$$

В строго положительной области фазового пространства динамика системы будет совпадать с динамикой линейной системы:

$$\mathbf{h}_{t+1} = \mathbf{I}_t + \mathbf{h}_t \mathbf{W}^T \quad (3)$$

$$\mathbf{h}_{t+1} = \begin{cases} \text{ReLU}(\mathbf{I}_t + \mathbf{h}_t \mathbf{W}^T), & \text{любой } \mathbf{h}_{t+1}^l < 0 \\ \mathbf{I}_t + \mathbf{h}_t \mathbf{W}^T, & \text{все } \mathbf{h}_{t+1}^l \geq 0 \end{cases}.$$

При переходе от (3) к (2), новые особые траектории в системе, помимо неподвижной точки линейной системы могут возникнуть только на границе положительной области. Если изображающая точка находится в бассейне притяжения такого пограничного аттрактора – это означает, что один или более нейронов неактивны, а вся динамика формируется только активными нейронами. В этом случае мы можем рассмотреть сеть из активных нейронов как отдельную систему, для которой справедливы те же утверждения.

Далее по рекурсии мы получаем вывод, что любому аттрактору системы вида (1) должна соответствовать подсистема из нейронов, в которой неподвижная точка линейной системы находится в положительной области фазового пространства. В зависимости от природы этой неподвижной точки аттрактор может быть устойчивой неподвижной точкой или же устойчивой квазипериодической траекторией. На примере фазового портрета двумерной системы это продемонстрировано на рис. 2

Если неподвижная точка линейной системы, соответствующей множеству активных нейронов, является седлом или имеет отрицательные координаты, с течением времени фазовая траектория притянется к границе положительной области, пример показан на рис. 2, где за счет нахождения седловой точки в положительной области, при переходе от (2) к (3) появляются две устойчивые неподвижные точки на границах.

Тип устойчивости неподвижной системы задаётся собственными числами матрицы смежности. Таким образом установлена связь между собственными числами матрицы смежности популяции нейронов, активность которых формирует траекторию аттрактора и типом этого аттрактора.

Помимо этого, сформулировано условие существования такого аттрактора: неподвижная точка линейной системы должна находиться в положительной области фазового пространства и быть устойчивой или же иметь только комплексно-сопряжённые собственные числа по модулю больше единицы.

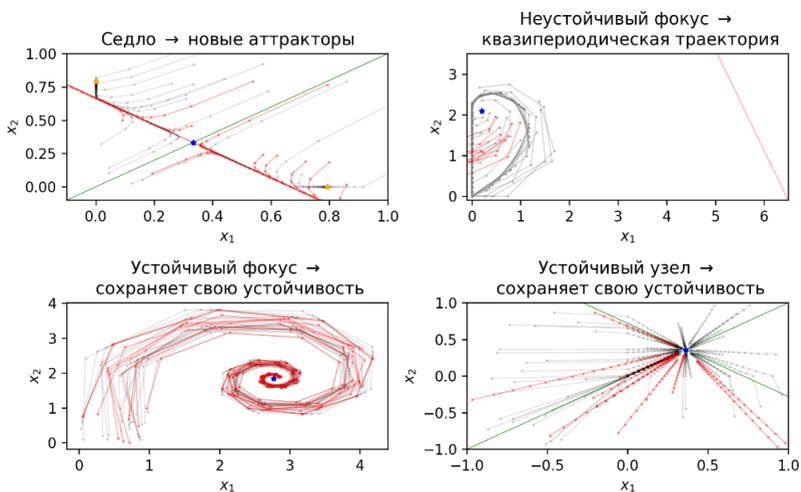


Рис. 2

Динамический механизм решения когнитивной задачи

С помощью предложенного подхода был исследован динамический механизм решения вышеописанной задачи, формируемый в сети в процессе обучения. В течение испытания можно выделить две автономные системы, которые передают друг другу состояние в конце соответствующего периода. Полная динамика формируется поочередным склеиванием траекторий двух систем.

Первая система управляет динамикой в периоды задержки и фиксации. В данные периоды существуют два аттрактора, соответствующие двум вариантам ответа сети. В период подачи стимулов в системе только один аттрактор, но в зависимости от параметров испытания данный аттрактор оказывается в бассейне притяжения определенного аттрактора системы, активной в период фиксации. Поэтому в период задержки траектория притягивается к неподвижной точке, кодирующей конкретный ответ, и остаётся там до принятия решения.

Установлено, что при использовании биологически более релевантного метода обучения с подкреплением значительно выше вероятность возникновения квазипериодических аттракторов, чем при использовании обучения с учителем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-10088.

- [1] Масленников О.В., Пугавко М.М., Щапин Д.С., Некоркин В.И. // УФН. 2022. Т. 192. С. 1089.
- [2] Pugavko M.M., Maslennikov O.V., Nekorkin V.I. // Scientific Reports. 2023. Vol. 13. P. 3997.
- [3] Mante, V., Sussillo, D., Shenoy, K. // Nature. 2013. Vol. 503. P. 78.

ЕМКОСТЬ РАБОЧЕЙ ПАМЯТИ СЕТИ С ДВУМЯ ТИПАМИ ПЛАСТИЧНОСТИ

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 рамках синаптической теории рабочей памяти запоминаемые элементы сохраняются в виде кратковременных потенцированных связей в выборочных заранее сформированных популяциях нейронов [1]. В данной работе рассматривается гибкая модель рабочей памяти сети на основе синаптической теории с двумя типами пластичности [2, 3], в которой популяции, кодирующие элементы, формируются посредством синхронного воздействия стимула на группу нейронов за счет механизмов пластичности, зависящей от времени импульсов на нейронах (STDP).

Рассматриваемая сеть состоит из N_E возбуждающих и N_I тормозных нейронов – пороговых интеграторов. 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 $i = 1, NE + NI$ – 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_{ref} , 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 :

$$I_i^{(rec)}(t) = \sum_j \widehat{J}_{ij}(t) \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}), \quad (2)$$

где $\widehat{J}_{ij}(t)$ – мгновенная эффективность синапса, соединяющего нейрон j с нейроном i ; t_k – все времена импульсов (j) пресинаптического нейрона j .

Мгновенная эффективность синапса:

$$\widehat{J}_{ij}(t) = J_{ij} u_j(t) x_j(t) \omega_{ij}, \quad (3)$$

где J_{ij} – абсолютная синаптическая эффективность связи между возбуждающими нейронами. Для остальных нейронных связей $\widehat{J}_{ij} = J_{ij}$.

Уравнения кратковременной синаптической пластичности:

$$\begin{aligned} \dot{u}_j(t) &= \frac{U - u_j(t)}{\tau_F} + U[1 - u_j(t)] \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}) \\ \dot{x}_j(t) &= \frac{U - x_j(t)}{\tau_D} + u_j(t) x_j(t) \sum_k \delta(t - t_k^{(j)}) \end{aligned}, \quad (4)$$

где u – синаптическая эффективность, x – синаптический ресурс, τ_F – время восстановления уровня кальция, τ_D – время восстановления нейротрансмиттеров.

Уравнения, описывающие синаптический вес ω_{ij} , который регулируется STDP, аналогичны уравнениям, представленным в работах [4, 5]:

$$\begin{aligned} \frac{ds_i}{dt} &= -\frac{s_i}{\tau_s} + \sum_i \delta(t - t_i) \\ \frac{ds_j}{dt} &= -\frac{s_j}{\tau_s} + \sum_j \delta(t - t_j) \\ \frac{d\omega_{ij}}{dt} &= \lambda[(1 - \omega_{ij})s_j\delta(t - t_i) - \alpha\omega_{ij}s_i\delta(t - t_j)], \end{aligned} \quad (5)$$

где s_i и s_j – переменные, отслеживающие импульсы на постсинаптическом и пресинаптическом нейроне, τ_s – характерное время спада локальных переменных, λ – скорость обучения, α – параметр асимметрии [4, 5].

Внешние токи моделируются как гауссовский белый шум:

$$I_i^{(ext)}(t) = \mu_{ext} + \sigma_{ext}\eta_i(t) \quad (7)$$

при $\langle \eta_i(t) \rangle = 0$, $\langle \eta_i(t)\eta_j(t') \rangle = \delta_{ij}\delta(t - t')$, так что μ_{ext} и σ_{ext}^2 являются соответственно средним значением и дисперсией внешних токов.

Моделируемая сеть состоит из 1000 нейронов, 80% сети – возбуждающие нейроны, 20% сети – тормозные нейроны, вероятность установления синаптического контакта – 20%. На рис. 1 показан пример динамики сети в зависимости от времени при $\tau_F = 2550$ мс, $\tau_D = 430$ мс, $\lambda = 0.0012$, $\mu_{ext} = 10$, $\sigma_{ext}^2 = 0.12$, где каждая точка обозначает возникновение импульса на определенном нейроне. Для каждого сформированного кластера синим цветом изображены графики изменения средних значений синаптической эффективности u в кластерах, красным – изменения средних значений синаптического ресурса x в кластерах. С 3 секунды реализации последовательно на разные группы нейронов, в каждой из которой содержится 70 нейронов, в течение 0.3 секунд действует стимул с амплитудой 26 мВ.

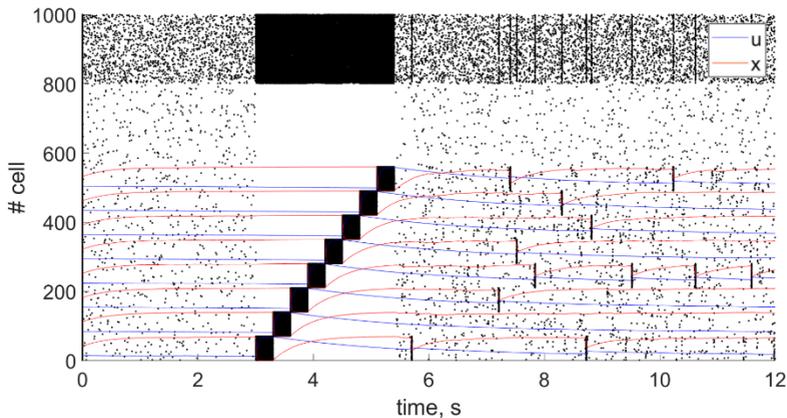


Рис. 1

За счет долговременной пластичности (STDP) происходит увеличение среднего значения веса связей внутри групп нейронов, на которые воздействовал стимул, формируются кластеры, что соответствует запоминанию. После загрузки образов в сеть, за счет кратковременной пластичности происходит периодическая спонтанная реактивация запомненных образов.

Исследована емкость рабочей памяти сети с двумя типами пластичности в зависимости от параметров времен синаптической пластичности и скорости обучения. Емкость определялась как количество кластеров, в которых наблюдается синхронная активность в течение 5 секунд после полного прекращения внешней стимуляции и спустя секунду для каждой популяции, чтобы устранить эффекты переходных процессов. При этом рассматриваемая сеть не имела спонтанной реактивации синхронных разрядов в течение периода до стимуляции. Для заданных параметров среднего значения и дисперсии фонового шума моделировалось 10 различных реализаций, затем считалось среднее значение емкости.

На рис. 2, 3 представлены полученные зависимости емкости от времен синаптической пластичности при скоростях обучения $\lambda = 0.001$ и $\lambda = 0.0012$ соответственно.

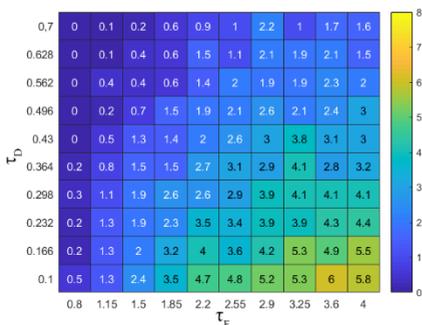


Рис. 2

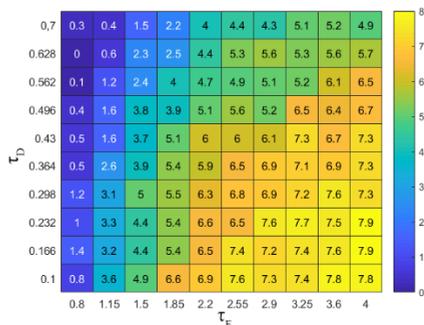


Рис. 3

Результаты схожи с полученными ранее результатами для аналогичной сети с кратковременной пластичностью: емкость в среднем увеличивается при увеличении времени восстановления уровня кальция τ_F и при уменьшении времени восстановления нейротрансмиттеров τ_D [6]. При этом показано, что при увеличении скорости обучения емкость в среднем увеличивается, при этом зависимость от времен синаптической пластичности сохраняется.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-0031).

[1] Mongillo G., Barak O., Tsodyks M. // Science. 2008. Vol. 319, No. 5869. P. 1543.

- [2] Ковалева Н.С., Матросов В.В, Мищенко М.А. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике, посвященной 120-летию со дня рождения М.Т. Греховой. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С 215.
- [3] Ковалева Н.С., Матросов В.В, Мищенко М.А. // Тезисы докладов XX научной школы «Нелинейные волны - 2022». ИПФ РАН. 2022. С. 131.
- [4] Morrison A., Diesmann M., Gerstner W. // Biological Cybernetics. 2008. Vol. 98. P. 459.
- [5] Song S., Miller K.D., Abbott L.F. // Nature Neuroscience. 2000. Vol. 3. P. 919.
- [6] Ковалева Н.С., Матросов В.В., Мищенко М.А. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2023. Т. 31, №. 1. С. 86.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ ЦИКЛЫ И ТОРЫ В СИСТЕМЕ ВЗАИМОСВЯЗАННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ БАУТИНА

А.А. Маркелов^{1,2)}, А.С. Дмитричев²⁾, В.И. Некоркин^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Явление подавления колебаний, изначально существующих в не взаимодействующих динамических системах и исчезающих при “включении” связи между ними, получило название амплитудной смерти (АС). Это явление возникает в системах самой различной природы и привлекает большое внимание исследователей [1, 2]. В основе многих моделей, описывающих явление АС, лежит осциллятор Стюарта-Ландау, являющейся нормальной формой бифуркации Андронова-Хопфа (при которой так называемая первая Ляпуновская величина не равна нулю).

Здесь мы представляем результаты исследования явления АС в системе осцилляторов Баутина. Бифуркация Баутина является обобщением бифуркации Андронова-Хопфа на случай, когда первая ляпуновская величина обращается в ноль, а вторая – не равна нулю [3].

Система взаимосвязанных осцилляторов Баутина

Система из двух связанных осцилляторов имеет вид:

$$\begin{cases} \dot{z}_1 = (\alpha + i\omega_1)z_1 + \beta z_1|z_1|^2 - z_1|z_1|^4 + c(z_2 - z_1) \\ \dot{z}_2 = (\alpha + i\omega_2)z_2 + \beta z_2|z_2|^2 - z_2|z_2|^4 + c(z_1 - z_2) \end{cases} \quad (1)$$

где $z_{1,2} = x_{1,3} + ix_{2,4}$, $c > 0$ – параметр, характеризующий силу связи между осцилляторами, а α и β – параметры системы.

Система (1) при любых значениях параметров имеет единственное состояние равновесия в начале координат O , которое в зависимости от значений параметров может быть устойчивым или неустойчивым фокусом, а также седло-фокусом. Заметим, что состояние равновесия принадлежит трёхмерному многообразию симметричных решений $M = \{(x_1, x_2, x_3, x_4): x_1^2 + x_2^2 = x_3^2 + x_4^2\}$. Помимо симметричных, в системе также могут существовать и несимметричные решения, однако мы установили, что при $\beta < 1$ такие решения в системе отсутствуют.

Пределные циклы и инвариантные торы

Было установлено, что при $\Delta < 2c$ многообразие M , в зависимости от значений параметров, может содержать различное число периодических движений вида:

$$L_j: \begin{cases} x_1 = \sqrt{\rho_j} \cos\left(\Omega t - \frac{\theta_{1,2}}{2} + \varphi_0\right), x_2 = \sqrt{\rho_j} \sin\left(\Omega t - \frac{\theta_{1,2}}{2} + \varphi_0\right) \\ x_3 = \sqrt{\rho_j} \cos\left(\Omega t + \frac{\theta_{1,2}}{2} + \varphi_0\right), x_4 = \sqrt{\rho_j} \sin\left(\Omega t + \frac{\theta_{1,2}}{2} + \varphi_0\right) \end{cases} \quad (2)$$

$$\rho_j = \frac{\beta}{2} \pm \frac{\sqrt{\beta^2 + 4(\alpha - c) + 4c \cos(\theta_{1,2})}}{2}, j = 1, 2, 3, 4, \quad (3)$$

где $\theta_1 = \arcsin \frac{\Delta}{2c}$, $\theta_2 = \pi - \arcsin \frac{\Delta}{2c}$, $\Delta = \omega_2 - \omega_1$, $\Omega = \frac{\omega_2 + \omega_1}{2}$, $\varphi_0 = \text{const}$.

Таким образом, в системе (1) при фиксированном значении параметров α и β может существовать до четырёх предельных циклов различной устойчивости: L_1 – устойчивый предельный цикл, $L_{2,3}$ – седловые предельные циклы, L_4 – неустойчивый предельный цикл.

При $\Delta = 2c$, в зависимости от значения параметра c , происходят различного вида седло-узловые бифуркации циклов.

При $\Delta > 2c$ в фазовом пространстве системы (1) существует либо один устойчивый двумерный инвариантный тор T_s^2 , либо два инвариантных тора устойчивый – T_s^2 и неустойчивый T_u^2 :

$$T_{s,u}^2: \begin{cases} x_1 = \sqrt{\rho_{s,u}(t)} \cos(\Omega t + \theta_{s,u}(t)), x_2 = \sqrt{\rho_{s,u}(t)} \cos(\Omega t + \theta_{s,u}(t)) \\ x_3 = \sqrt{\rho_{s,u}(t)} \cos(\Omega t + \theta_{s,u}(t)), x_4 = \sqrt{\rho_{s,u}(t)} \cos(\Omega t + \theta_{s,u}(t)) \end{cases} \quad (5)$$

где $\theta(t) = \varphi_2(t) - \varphi_1(t)$, $\varphi_{1,2}$ – фазовые переменные системы (1) в полярных координатах.

На рисунке представлено разбиение плоскости параметров (c, Δ) (для $\beta = 0.9$, $\alpha = 0.1$) на области с различным числом предельных циклов и торов, которое осуществляется следующими бифуркационными кривыми:

SN_{13}^+ : $\{\Delta = 2c, 0 < c < \alpha\}$ – седло-узловой бифуркацией предельных циклов L_1 и L_3 ,

A_2 : $\{\Delta = 2\sqrt{2ac - \alpha^2}, \frac{\alpha}{2} < c < \alpha\}$ – субкритической бифуркация Андронова-Хопфа цикла L_4 ,

HH : $\{c = \alpha, \Delta > 2c\}$ – Хопф-Хопф бифуркацией инвариантного тора T_u^2 ,

A_1 : $\{\Delta = 2\sqrt{2ac - \alpha^2}, c > \alpha\}$ – субкритической бифуркацией Андронова-Хопфа цикла L_2 ,

$SN_{13,24}$: $\{\Delta = 2c, \alpha < c < \frac{\beta^2}{4} + \alpha\}$ – седло-узловыми бифуркациями предельных циклов L_1 ; L_3 и L_2 ; L_4 ,

K_2 : $\{\Delta = \frac{\sqrt{16c^2 - (4(\alpha - c) + \beta^2)^2}}{2}, \frac{1}{2}(\frac{\beta^2}{4} + \alpha) < c < \frac{\beta^2}{4} + \alpha\}$ – седло-узловой бифуркацией предельных циклов L_3 и L_4 ,

K_1 : $\{\Delta = \frac{\sqrt{16c^2 - (4(\alpha - c) + \beta^2)^2}}{2}, c > \frac{\beta^2}{4} + \alpha\}$ – седло-узловой бифуркацией предельных циклов L_1 и L_2 ,

Γ_{32} – бифуркацией образованной многообразиями седловых предельных циклов L_3 и L_2 ,

T – бифуркацией слияния торов T_s^2 и T_u^2 .

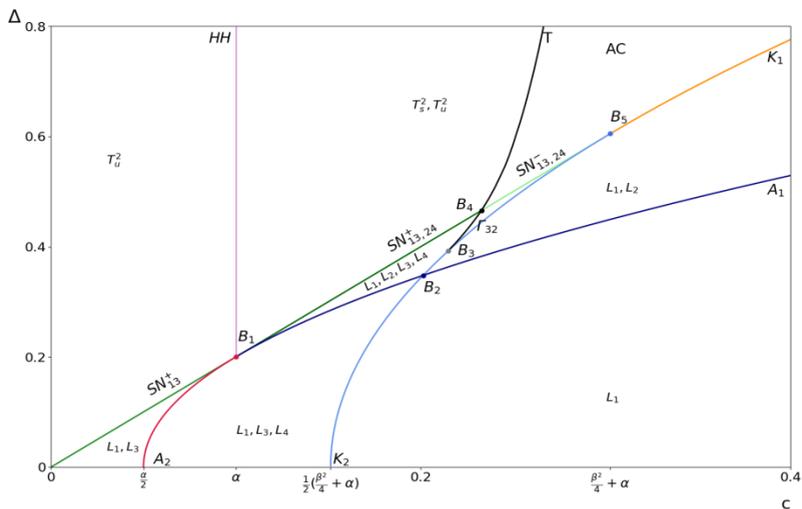


Рис.

Заключение

На плоскости параметров (c, Δ) область подавления колебаний показана как AC. Границам этой области соответствуют кривые: T , K_1 , $SN_{13,24}^-$.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН, проект № FFUF-2024-0011.

- [1] Saxena G., Prasad A., Ramaswamy R. // Physics Reports. 2012. Vol. 521, No. 5. P. 205.
- [2] Zou W., Senthilkumar D., Zhan M., Kurths J. // Physics Reports. 2021. Vol. 921, No. 15. P. 1.
- [3] Emelianova A.A., Maslennikov O.V., Nekorkin V.I. // Chaos. 2022. Vol. 32, No. 6. P. 063126.

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ АСТРОЦИТА УЛЛАХА-ЮНГА

Л.П. Никифорова, С.Ю. Маковкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Изучение механизмов, которые порождают колебания в биофизической модели астроцитов, является одной из главных и актуальных проблем современной науки. В данной работе исследуется динамика кальциевого генератора, описываемая нелинейной системой дифференциальных уравнений третьего порядка, полученной из уравнений биохимических превращений в астроцитах. Также мы моделируем воздействие внешних импульсов на астроцит.

Модель Уллаха-Юнга [1] описывается системой нелинейных дифференциальных уравнений. В одиночном астроците основным механизмом, приводящим клетку к автоколебательному режиму, является бифуркация Андронова–Хопфа, которая связана с изменением устойчивости равновесного значения кальциевой концентрации [2, 3]. Учет более тонких механизмов молекулярных преобразований и воздействия межклеточных взаимодействий может привести к более сложным механизмам возникновения колебаний и генерации сигналов, в том числе и сложной формы, включая хаотическую.

В работе исследуется поведение системы с управляющим параметром $IP3^*$ и фиксированным параметром v_d . Чтобы исследовать систему находят максимумы и минимумы для идентификации устойчивых состояний, исследования бифуркаций и переходов между состояниями и определения критических точек. На графике максимальной и минимальной амплитуды кальция (рис. 1) можно увидеть диаметр предельного цикла, на нем мы двигаемся на увеличение и уменьшение управляющего параметра $IP3^*$.

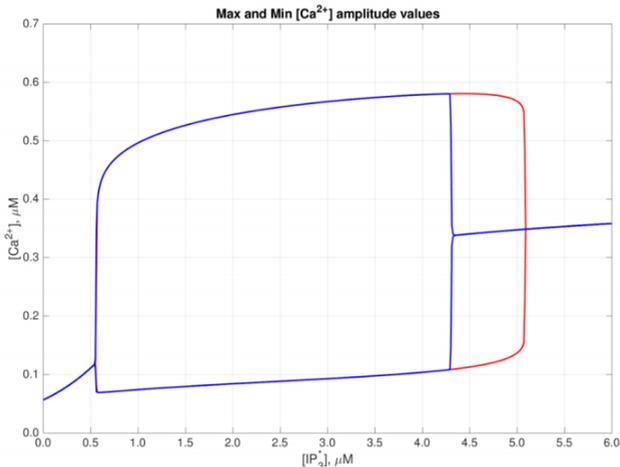


Рис. 1

В статье рассматривается отклик астроцита, который представляет собой последовательность одинаковых импульсов одной и той же амплитуды и длительности. При

значениях интервала следования, близких к характерным временам релаксации системы, сигнал отклика становится более сложным и в некоторых случаях нерегулярным [4]. Дальнейшее уменьшение периода стимуляции приводит к тому, что концентрация кальция становится квазистационарной. Чтобы понимать, в каком режиме работает астроцит, делается численная оценка старшего показателя Ляпунова λ . В работе были вычислены показатели Ляпунова, которые показывают, что при показателе $\lambda > 0$ в системе наблюдается хаотическая динамика, а при $\lambda = 0$ присутствует регулярная динамика. Эти два режима можно увидеть на рис.2, где на верхнем графике представлена максимальная амплитуда концентрации кальция, а на нижнем — старший показатель Ляпунова.

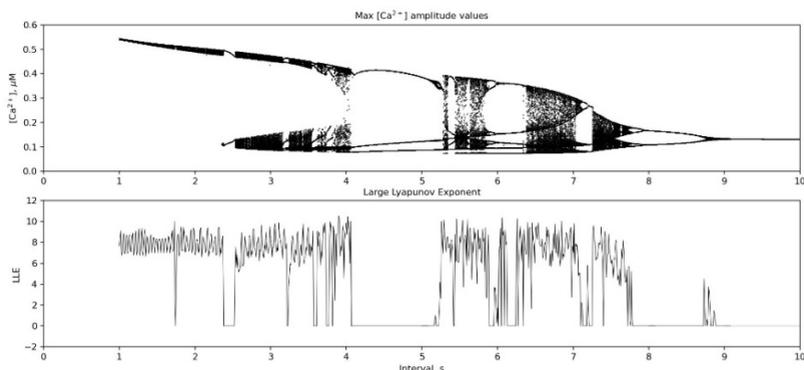


Рис. 2

Проведено исследование динамики модели астроцита, включая численное интегрирование, анализ бифуркаций, построение бифуркационной диаграммы и выявление областей гистерезиса. Были выявлены бифуркации в модели, а также численно определены области параметров, соответствующие хаотическим режимам. Для подтверждения наличия хаотической динамики в системе был рассчитан старший показатель Ляпунова.

- [1] Ullah G., Jung P., Cornell-Bell A.H. // Cell Calcium. 2006. Vol. 39. P. 197.
- [2] Makovkin S.Y., Shkerin I.V., Gordleeva S.Y., Ivanchenko M.V. // Chaos, Solitons Fractals. 2020. Vol. 138. P. 109951.
- [3] Matrosov V.V., Kazantsev V.B. // Chaos. 2011. Vol. 21, No. 2. P. 023103.
- [4] Гордлеева С.Ю., Матросов В.В., Казанцев В.Б. // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. 2012. Т. 20, №. 3. С. 29.

СИНХРОНИЗАЦИЯ И ХИМЕРЫ В АНСАМБЛЕ АКТИВНЫХ ЧАСТИЦ С ПРИТЯГИВАЮЩЕЙ И ОТТАЛКИВАЮЩЕЙ СВЯЗЬЮ

П.А. Щербаков, Г.В. Осипов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Изучение поведения нелокально связанных осцилляторов, движущихся в некоторой среде – актуальная тематика на стыке физики, биологии и химии, которой посвящено значительное количество работ.

Например, в [1] изучается влияние движения на синхронизацию в популяции мобильных агентов, имеющих фазу и совершающих случайную прогулку на графе. Там рассмотрено два различных способа перехода к синхронизации: через вершины малой степени и через хабы. Каждый агент является осциллятором в модели Курамото и взаимодействует лишь с агентами, которые в этот же момент времени находятся в той же вершине графа. Показано, что синхронизация существенно зависит от того, где с течением времени концентрируются агенты: около хабов или около вершин малой степени. Баланс между ними определяется параметром сдвига. А именно, существуют два его критических значения, при которых синхронизация может быть индуцирована движением. Соответственно, возможны два разных фазовых перехода, связанных с синхронизацией на микроскопическом уровне.

В работе [2] исследуется близкий к настоящей работе вариант модели Курамото-Сакагучи с периодическими граничными условиями и специфически параметризованным фазовым сдвигом. Для ядра взаимодействия выбрана кусочно-постоянная аппроксимация фиксированной ширины. Осцилляторы расположены на целочисленной решётке, свёрнутой в кольцо. В каждый момент времени осциллятор может случайным образом поменяться местами со своим соседом. В случае притягивающей связи в зависимости от фазового сдвига устойчив полностью когерентный режим или бегущая волна. В случае отталкивающей связи движение осцилляторов приводит к разрушению когерентных кластеров. Ключевую роль играет соотношением временных масштабов между фазами и положениями.

Также в [3] рассматривается синхронизация локально связанных фазовых осцилляторов с шумом, которые диффундируют в кольце. Показано, что в системах низкой размерности глобальная синхронизация может подавляться m -скрученным состоянием, демонстрирующим установление локального порядка. Большая степень движения осцилляторов дестабилизирует m -скрученные состояния и приводит к глобально синхронному состоянию. То есть, высокая мобильность разрушает все решения соответствующих уравнений в термодинамическом пределе, кроме решений с глобальной синхронизацией. Выдвинута гипотеза, что глобальная синхронизация может порождаться нестабильностью локальных эффектов и в системах большей размерности.

А, например, в [4] анализируется динамика синхронизации фазовых осцилляторов с локальной связью при движении на одномерной решётке. Осцилляторы случайно меняются местами со своими соседями в короткие промежутки времени. Движение ускоряет релаксацию пространственных режимов и приводит к более быстрой синхронизации. Помимо этого, из-за движения взаимодействие приобретает среднеполевой

характер и пространственные режимы гаснут. Оценён временной масштаб релаксации доминирующего пространственного режима и показано, что движение расширяет диапазон взаимодействия исходной локальной системы.

В свою очередь, в работе [5] изучается популяция нелокально связанных фазовых осцилляторов, совершающих броуновское движение на кольце. В качестве ядра связи выбрано косинусоидальное. В стационарном случае получены синфазный и противофазный химерный режимы. При малом движении синфазный режим переходит в синфазную химеру при фазовом сдвиге близко к $\frac{\pi}{2}$ и иначе переходит в другие состояния. При средней степени движения в зависимости от фазового сдвига происходят случайные переходы между разными динамическими режимами. Их время жизни масштабируется степенью мобильности.

В работе рассматривается случаи синфазной и противофазной, а также прыгающей химеры. Последняя получена при специфическом характере движения осцилляторов.

Модель

При условии нулевых собственных частот связь между фазовыми осцилляторами описывается уравнением:

$$\dot{\varphi}_k = \sum_{j=1}^N G(x_j - x_k) \sin(\varphi_j - \varphi_k - \alpha), \quad (1)$$

где φ_k – фаза k -го осциллятора, N – число осцилляторов, α – параметр фазового сдвига. Экспоненциальное ядро нелокального взаимодействия:

$$G(x) = H \frac{\cosh H \left(|x| - \frac{L}{2} \right)}{2 \sinh \frac{HL}{2}}, \quad (2)$$

где H – параметр нелокального взаимодействия, L – длина кольца, в котором расположены осцилляторы.

Предполагается, что осцилляторы движутся в некотором потенциале $U(x, t)$, поэтому их координаты подчиняются уравнениям:

$$m\ddot{x}_k + \lambda_k \dot{x}_k + \frac{dU_k}{dx_k} = 0, \quad (3)$$

где m – масса осциллятора, λ – параметр диссипации.

В работе рассматривается частный случай, когда $\lambda_k \in \{0, 1\}$, $U_k = \frac{(x_k - a_k)^2}{2}$, где a_k – эквидистантно расположенные минимумы потенциала. Также вводится дополнительный параметр p – процент осцилляторов с $\lambda_k = 0$. Предполагается, что в начале положение каждого из осцилляторов берётся из равномерного распределения диаметра $\frac{2LD}{N}$ в окрестности минимума потенциала. Изучаются случаи притягивающей и отталкивающей связи.

Экспериментальные результаты

Рассмотрим случай $D = 2$. Для химерного режима с классическими начальными условиями в притягивающей связи ожидаемо получаем в силу малости D небольшие гармонические флуктуации. При этом параметр p контролирует выраженность гармонической составляющей в движении химеры. Например, при $p = 0.1$:

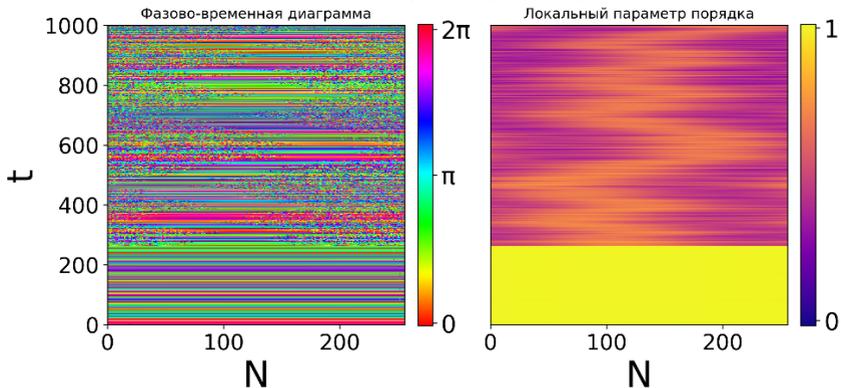


Рис. 1

Пусть теперь $D = 0$, в отталкивающей связи для начальных условий в виде двух противофазно синхронизованных кластеров наблюдаем противофазную химеру. Она имеет достаточно долгий процесс установления ввиду сильной зависимости системы от начальных условий. Заметно, что в процессе переходного процесса возникают так называемые m -скрученные состояния, которые в отталкивающей связи дестабилизируются:

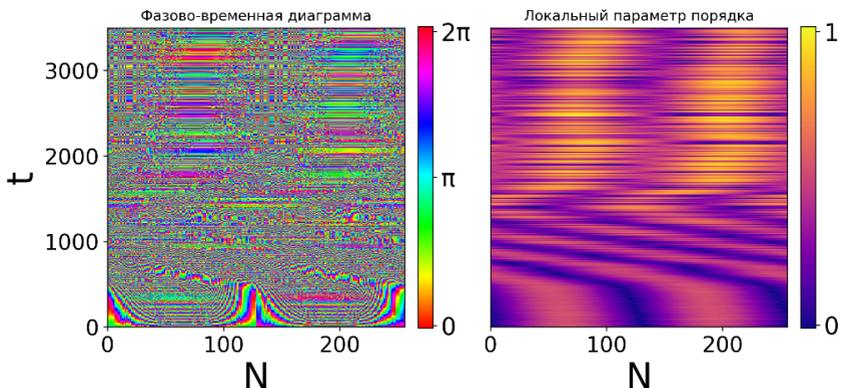


Рис. 2

Если же для синфазной химеры в притягивающей связи положить $D \gg 1$, то возникнут пересечения траекторий частиц, которые приводят к особому виду движения когерентного кластера. Мы называем этот феномен прыгающей химерой (jumping chimeras). Например, для $D = 30, p = 0.5$ имеем:

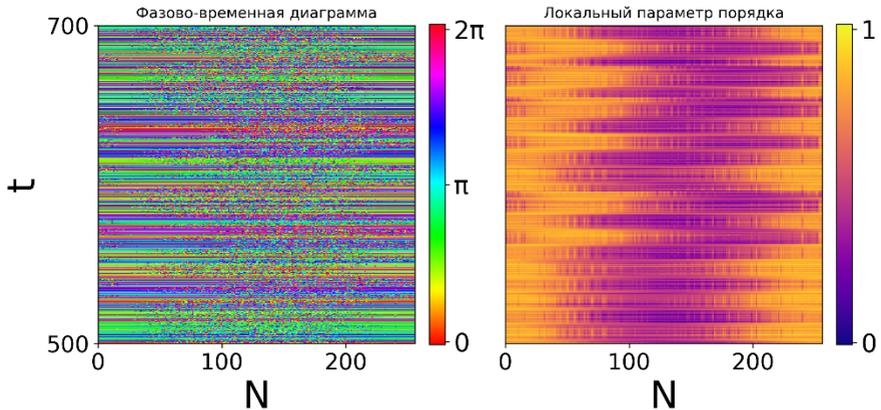


Рис. 3

Когерентный кластер перескакивает между двумя положениями. Причём эти положения противоположны на кольце.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект FSWR-2020-0036.

- [1] Gómez-Gardenes J. et al. // Physical Review E. 2013. Vol. 87, No. 3. P. 38.
- [2] Li B., Uchida N. // Physical Review E. 2022. Vol. 106, No. 5. P. 54.
- [3] Peruani F., Nicola E.M., Morelli L.G. // New Journal of Physics. 2010. Vol. 12, No. 9. P. 93.
- [4] Uriu K. et al. // Physical Review E. 2013. Vol. 87, No. 3. P. 32.
- [5] Wang W.H. et al. // Frontiers of Physics. 2019. Vol. 14, No. 4. P. 43.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАНДШАФТА ФУНКЦИИ ПОТЕРЬ НЕЙРОННОЙ СЕТИ В ЗАДАЧЕ РЕГРЕССИИ

И.А. Соловьев^{1, 2)}, В.В. Клиньшов^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Стремительное развитие искусственных нейросетей в последние годы позволило использовать их в решении множества прикладных задач. Так, нейронные сети были использованы в задачах распознавания изображений и локализации объектов в пространстве [1], [2], распознавания человеческой позы [3] и речи [4], [5], обработке текста [6], [7]. Однако, несмотря на широкое применение в реальных задачах, теория нейросетей далека от завершения. Цель данной работы – попытка заполнить пробел в теоретических знаниях о динамике нейронных сетей путем исследования ландшафта функции потерь сети в задаче регрессии. Для этого обучение нейронной сети рассматривается как динамический процесс с использованием методов теории колебаний и нелинейной динамики, что позволяет получить оценки глубины и крутизны локальных минимумов функции потерь. Эксперименты, проведенные в работе, показали, что даже для достаточно простой сети и решаемой задачи вид ландшафта оказывается сложным, а результаты обучения существенно зависят от начальных условий.

В качестве модельной сети был выбран перцептрон [8] с одним скрытым слоем из 10 нейронов. Она решает задачу аппроксимации функции, то есть учится выдавать ее значение в ответ на предъявляемое значение аргумента. Выходное значение сети записывается в виде:

$$y = F(x, \mathbf{w}), \quad (1)$$

где x – входное значение, а \mathbf{w} – вектор обучаемых параметров (весов). Входные данные для обучения представляют собой множество чисел X от 0 до 10 с шагом в 0.01, а целевое значение задается гладкой функцией:

$$t_v = g(x) = 0.5 \left(1 - \cos \left(\frac{\pi x}{5} \right) \right). \quad (2)$$

Для обучения методом обратного распространения ошибки [9] вводится функция потерь (ошибки). В работе используется батч-обучение [11], то есть перед тем, как осуществить обновление весов, сети предъявляется весь набор X , а ошибка усредняется по всем показанным на данном шаге примерам. С учетом этого квадратичная функция потерь записывается в виде:

$$C = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (y_i - t_{v_i})^2, \quad (3)$$

где N – количество примеров в наборе, а y_i, t_{v_i} – соответственно i -ые выходные значения сети и целевое значение. На каждом шаге обучения веса сети изменяются таким образом, чтобы (3) уменьшалась.

Существует достаточно большое количество методов обновления весов, однако для разработки метода анализа ландшафта функции потерь необходимо было выбрать

тот, что легко поддается теоретическому анализу. Таким является, например, алгоритм градиентного спуска (SGD), для которого обновление веса записывается как:

$$w_i(t+1) = w_i(t) - \epsilon \frac{\partial C}{\partial w_i}. \quad (4)$$

Здесь и далее ϵ – параметр, который называется скоростью обучения (лернинг-рейт, обозначаемый также lr), а t – дискретное время. Эксперименты показали, что этот метод в данной задаче показывает намного более медленную сходимость ошибки к минимуму, чем сложные алгоритмы, такие, как, например, адаптивный градиентный спуск (ADAGRAD) [10]. Поэтому, принимая во внимание тот факт, что ландшафт будет исследоваться вблизи локальных минимумов функции потерь, было предложено совместить оба метода обновления весов. До определенного порогового значения ошибки сеть учится с помощью адаптивного спуска, а затем переходит на обычный градиентный спуск. Это позволяет достаточно быстро оказаться в окрестности локального минимума, а затем двигаться в ней по алгоритму SGD, который поддается теоретическому анализу.

Вблизи локального минимума функция потерь описывается квадратичной формой A :

$$C = C_0 + \tilde{C} = C_0 + \mathbf{w}^T A \mathbf{w}. \quad (5)$$

Если веса обновляются с помощью обычного градиентного спуска (4), можно записать точечное отображение для вектора весов:

$$\bar{\mathbf{w}} = \mathbf{w} - 2\epsilon A \mathbf{w}. \quad (6)$$

С использованием его разложения по собственным векторам матрицы A функция потерь представляется как сумма экспонент:

$$C = C_0 + \sum_j C_{A_j} \exp(\alpha_j t), \quad \alpha_j = 2 \ln(|1 - 2\epsilon \lambda_j|), \quad (7)$$

где λ – одно из собственных чисел матрицы A . На больших временах динамика функции потерь определяется экспонентой с наименьшим показателем α :

$$C = C_0 + C_A \exp(\alpha t), \quad \alpha = 2 \ln(|1 - 2\epsilon \lambda|). \quad (8)$$

Входящий в показатель λ (индексы далее опущены) – минимальное собственное число квадратичной формы. Предложенный метод анализа ландшафта функции потерь состоит в аппроксимации ее графика такой экспонентой. Показатель экспоненты характеризует крутизну минимума, а свободный член – глубину.

В результате экспериментов было получено множество кривых обучения с разных начальных условий для нескольких скоростей обучения. Они были аппроксимированы экспонентами, в результате получены распределения глубин минимумов, изображенные на рис. 1. Из распределений видно, что даже в такой простой задаче ландшафт функции потерь очень сложен, присутствует большое количество минимумов разной глубины, и в зависимости от начальных условий при одной и той же скорости обучения можно получить существенно разный результат.

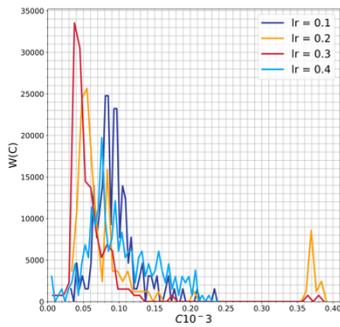


Рис. 1

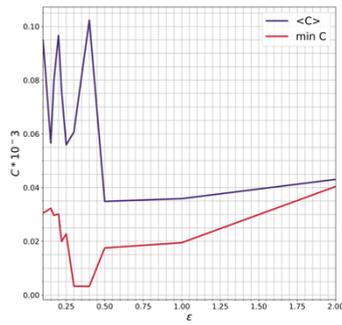


Рис. 2

На рис. 2 показана зависимость минимальной и средней глубины минимумов от скорости обучения. Из этого графика видно во-первых, что средняя глубина, которой сети удастся достичь, значительно отличается от минимальной, а во-вторых, существует оптимальное значение скорости обучения, при котором можно достичь наиболее глубоких минимумов.

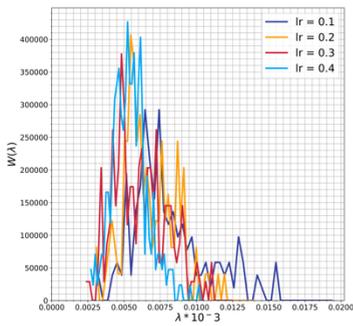


Рис. 3

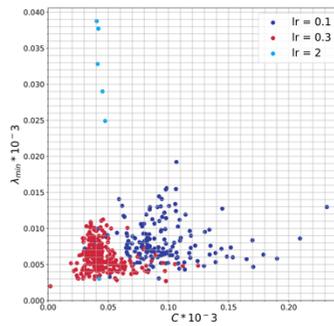


Рис. 4

На рис. 3 изображено распределение оценок минимальных собственных чисел λ , определяющих крутизну локальных минимумов. Видно, что на ландшафте функции потерь присутствуют минимумы с разной крутизной. Интересно также проверить наличие корреляции между глубиной и крутизной локальных минимумов. Соответствующие пары глубина-крутизна изображены на рис. 4. Из него следует, что маленькие скорости обучения позволяют достичь менее глубоких, но более крутых минимумов, в то время как при высоких скоростях возможно найти также глубокие минимумы с небольшой крутизной.

По итогам работы был предложен способ исследования ландшафта функции потерь нейронной сети, основанный на методах из теории динамических систем. Кривые обучения сети были аппроксимированы экспонентами, параметры которых позволили получить распределения крутизны и глубины локальных минимумов. Этот метод можно использовать для широкого спектра функций потерь и решаемых сетью задач, при этом для оценки глубин не нужно учить сеть до реального достижения минимума.

Полученные результаты свидетельствуют о высокой сложности ландшафта даже в простой задаче, причем при одной скорости обучения в зависимости от начальных условий сеть может достигать минимумов разной глубины и крутизны, что необходимо учитывать при обучении.

- [1] Szegedy C., Toshev A., Erhan D. // *Advances in neural information processing systems*. 2013. Vol. 26.
- [2] Socher R. et al. // *Proceedings of the 28th international conference on machine learning (ICML-11)*. 2011. P. 129.
- [3] Toshev A., Szegedy C. // *Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition*. 2014. P. 1653.
- [4] Graves A., Mohamed A., Hinton G. // *2013 IEEE international conference on acoustics, speech and signal processing*. 2013. P. 6645.
- [5] Kim S.H., Nam H., Park Y.H. // *ICASSP 2022-2022 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*. 2022. P. 6742.
- [6] Collobert R., Weston J. // *Proceedings of the 25th international conference on Machine learning*. 2008. P. 160.
- [7] Devlin J. et al. // *arXiv preprint arXiv:1810.04805*. 2018.
- [8] Block H.D. // *Reviews of Modern Physics*. 1962. Vol. 34, No. 1. P. 123.
- [9] Rumelhart D.E., Hinton G. E., Williams R. J. // *Nature*. 1986. Vol. 323, No. 6088. P. 533.
- [10] Duchi J., Hazan E., Singer Y. // *Journal of machine learning research*. 2011. Vol. 12, No. 7.
- [11] Wilson D.R., Martinez T.R. // *Neural networks*. 2003. Vol. 16, No. 10. P. 1429.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ В КОНКУРЕНТНОЙ ДИНАМИКЕ ПРИ ОБУЧЕНИИ КОЛЛЕКТИВНОГО КЛАССИФИКАТОРА БЕЗ ВНЕШНЕГО СОРТИРОВЩИКА

А.А. Сутягин, О.И. Канаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современном мире наблюдается повышенный интерес к задачам машинного обучения, одной из которых является задача классификации, представляющая собой отображение пространства признаков исследуемого объекта на конечное множество решений классов, принимаемых на основании значений признаков. В основном, такие задачи рассматриваются для создания алгоритмов, используемых цифровыми вычислительными устройствами, но в мире существуют и биологические системы, работающие по схожим принципам (нервные и адаптивные иммунные системы).

Для создания обучаемого классификатора, который возвращает метку класса на основе набора признаков, используется коллективный классификатор, который реализуется на базе элемента с ограниченной сложностью. Идея заключается в том, что обучение производится путём изменения состава ансамбля. В работах [1], [2] и [3] было показано, что стратегия обучения, основанная на конкуренции с сосуществованием, может достичь вероятности правильной классификации, определяемой правилом Байеса, по мере увеличения количества обучающих примеров.

Модифицированная модель конкуренции с сосуществованием без учёта внешнего сортировщика

Одним из общих недостатков методов селекции при обучении коллективных классификаторов является необходимость использования внешнего сортирующего устройства, что, в свою очередь, означает, что обучение системы не происходит за счёт её собственной динамики. Поэтому возникла потребность модернизации прошлых моделей с целью решения возникшей проблемы, а именно: обучение коллективного классификатора без использования сортировщика, исключительно благодаря собственной популяционной динамике. Также требуется сохранить пропорции возникшего состава ансамбля после обучения, потому что в прошлых моделях после завершения обучения происходило возвращение системы в исходное состояние, что соответствовало «забыванию» системой результатов обучения.

Решение первой задачи, отказ от внешней селекции при обучении, требует реализации механизма конкурентной популяционной динамики внутри элементов ансамбля, а также настройки параметров конкурентоспособности в процессе обучения на основе предъявляемых примеров. Для решения второй задачи, сохранения структуры популяции после обучения, необходимо обеспечить, чтобы относительные пропорции клеток разных типов в составе ансамбля оставались неизменными вне процесса обучения или изменялись на временном масштабе, превышающем время сохранения состава популяции после обучения.

Рассмотрим модель, демонстрирующую динамику концентрации клеток i -го типа при $i = 1 \dots s$, где s – количество типов клеток:

$$\dot{n}_i = b_i n_i \left(1 - \frac{1}{N_c} \sum_k n_k\right) - (1 - b_i) \frac{n_i^2}{N_c}, \quad (1)$$

где n_i – концентрация i -го типа клеток, b_i – коэффициент выживаемости для i -го типа клеток, N_c – общее количество клеток. Уравнение имеет решение, соответствующее устойчивому состоянию равновесия:

$$n_i = N_c \frac{b_i}{1 - b_i} a, \quad \text{где} \quad (2)$$

$$a = \frac{1}{\sum_k \left(\frac{1}{1 - b_k}\right) - (s - 1)}. \quad (3)$$

Сохранение ансамбля с использованием модели (1) невозможно, так как обучение управляется параметром b_i . Завершение обучения приводит к прекращению управления выживаемостью клеточных типов. Иными словами, параметры b_i должны вернуться к одинаковому значению для всех клеток, которое определяется реализацией базового элемента. После этого система перейдёт в устойчивое состояние равновесия, при котором численности всех клеточных типов также будут одинаковы, и система фактически забудет своё обучение. Чтобы реализовать такой сценарий, модифицируем систему (1) так, чтобы параметр b_i , управляющий конкуренцией, влиял только на внутривидовую конкуренцию, обусловленную квадратичным слагаемым концентрации. При этом конкурентоспособность клеток за общий ресурс должна оставаться одинаковой. При таком подходе прекращение обучения подразумевает завершение внутривидовой конкуренции одномоментно для всех типов клеток, что позволяет сохранить пропорциональную численность клеток каждого вида, пока полная численность не достигнет ёмкости среды – $\sum_i n_i = N_c$. Для того, чтобы осуществить переход к модели, соответствующей идеям, описанным выше, поделим правую часть каждого уравнения на b_i и введём переобозначение параметров:

$$\dot{n}_i = n_i \left(1 - \frac{1}{N_c} \sum_k n_k\right) - k_i \frac{n_i^2}{N_c}, \quad \text{где} \quad (4)$$

$$k_i = \frac{1 - b_i}{b_i}. \quad (5)$$

Ограничение $b_i \in (0,1)$ переходит в $k_i \in (0, +\infty)$. Если параметры k_i постоянны во времени и удовлетворяют указанного ограничению, то выражение для состояния равновесия (2) сохраняет силу и с учётом преобразования принимает вид:

$$\dot{n}_i = \frac{N_c}{k_i} \left(1 + \sum_i^s k_i^{-1}\right)^{-1}. \quad (6)$$

Подсистема обучения и метод обучения коллективного классификатора

Сформулируем стратегию обучения, исходя из предположения, что динамика популяции ансамбля в процессе обучения описывается моделью (4), где параметры k_i теперь являются переменными во времени, а после окончания обучения все k_i обращаются в нуль.

Пусть x – вход классификатора. Пусть заданы функции отклика $f_i(x)$ на множестве значений признаков для всех типов клеток, описывающие отклик i -го типа клеток на входное значение x . Пусть также имеется последовательность обучающих примеров $\{\pi_\alpha\}_{\alpha=1}^{N_{learn}}$, где N_{learn} – общее количество обучающих примеров, каждый из которых представляет собой пару $\pi_\alpha = (x_\alpha, c_{alpha})$, состоящую из значения признака x_α с известной меткой класс $c_\alpha \in +, -$, где «+» соответствует положительному отклику, а «-» – отрицательному. Предположим, что все обучающие примеры подаются последовательно и в случайном порядке, с фиксированной продолжительностью предъявления каждого примера, равной T_s , а временные промежутки между предъявлением примером отсутствуют:

$$\dot{k}_i = \begin{cases} -\tau_i^{-1}k_i, & \text{вне процесса обучения,} \\ -\tau_i^{-1}f_i(x_\alpha)(k^+ - k_i), & \text{если } c_\alpha = +, \\ -\tau_i^{-1}f_i(x_\alpha)(k^- - k_i), & \text{если } c_\alpha = -, \end{cases} \quad (7)$$

где α – номер предъявляемого в данный момент обучающего примера, τ_i – временной масштаб процесса обучения, k^+ и k^- – константы, которые соответствуют предельным значения для $k_i(t)$ в зависимости от принадлежности обучающих примеров к тому или иному классу. Как было показано в работе [4], пороговое значение коллективного классификатора соответствует выражению:

$$\theta = 2n_{min} = 2\min F(x)_i. \quad (8)$$

Оценка флуктуаций и заключение

В подсистеме обучения (7) выберем следующие значения параметров $k^- = 5, k^+ = 0.5$. Пусть длительность каждого обучающего примера будет равна $T_s = 0.01$, временной масштаб будет зависеть от количества подаваемых в систему обучающих примеров, подающих случайным образом, последовательно, с равной вероятностью; но даже при этих условиях масштаб обучения будет много меньше характерного масштаба времени популяционной динамики системы (4). Функции отклика типов клеток задаётся аналогично [3]. Функции условной вероятности задаются в виде гауссовского распределения, при этом для положительного класса выбирается бимодальное распределение, как указано на рис. 1. Визуализация

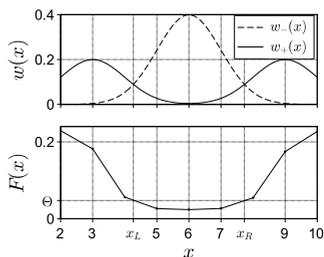


Рис. 1

распределений обучающих примеров и функция отклика обученного классификатора показывают, что решающее правило классификатора близко к правилу Байеса. Это видно из сравнения верхней и нижней панелей, где уровень пересечений распределений подтверждает эффективность предложенной методики обучения коллективного классификатора без внешнего сортировщика. На рис. 2 и рис. 3 показаны динамика параметра $k_i(t)$ и относительная концентрация n_i/N_c , на которых видно, что при «отключении» обучения происходит насыщение среды до заполнения. На рис. 4 и рис. 5 показаны зависимости относительных отклонений в зависимости от количества обучающих примеров, откуда можно сделать вывод, что при увеличении обучающих примеров, что соответствует, в свою очередь, увеличению длительности обучения, реализуется спадающая динамика значения относительного отклонения, что говорит о достаточной точности проведенных численных экспериментов.

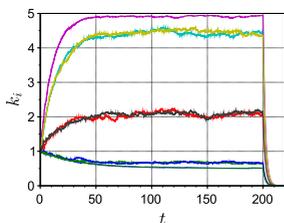


Рис. 2

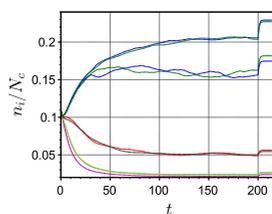


Рис. 3

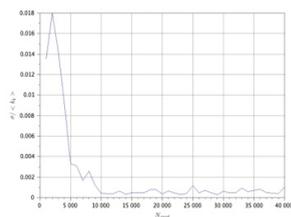


Рис. 4

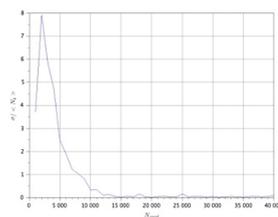


Рис. 5

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № FSWR-2023-0031).

- [1] Kanakov O. et al. // PLoS One. 2015. Vol 10, No. 5. P. e0125144.
- [2] Kanakov O.I., Ivanchenko M.V., Tsimring L.S. // Opera Medica & Physiologica. 2016. Vol. 2, S1. P. 53.
- [3] Сутягин А.А., Канаков О.И. // Известия вузов. ПНД. 2021. Т. 29, №. 2. С. 220.
- [4] Сутягин А.А., Канаков О.И. // Известия вузов. ПНД. 2024. Т. 32, №. 2. С. 160.

ВЛИЯНИЕ АСТРОЦИТОВ НА КРАТКОВРЕМЕННУЮ ПАМЯТЬ В БИОФИЗИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ НЕЙРОН-АСТРОЦИТАРНЫХ СЕТЕЙ МОЗГА

Ю.А. Цыбина, С.Ю. Гордлеева, В.Б. Казанцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В основе традиционной концепции обработки и хранения информации в мозге лежит передача электрических импульсов по нейронным сетям. Однако экспериментальные исследования последних лет выявили также важную роль астроцитов, глиальных клеток мозга, в этих процессах. Астроциты генерируют импульсы химической активности, а именно кратковременное повышение внутриклеточной концентрации ионов кальция, в ответ на генерацию потенциалов действия нейронами. Эти астроцитарные кальциевые импульсы вызывают высвобождение глутрансмиттеров, которые связываются с рецепторами, расположенными на пре- и постсинаптических терминалях близлежащих синапсов, модулируя в них синаптическую передачу. Было показано, что нарушения кальциевой сигнализации астроцитов негативно влияют на реализацию функций кратковременной памяти, а увеличение плотности астроцитов, наоборот, улучшает ее эффективность. Длительность астроцитарной синаптической модуляции (от нескольких секунд до нескольких минут) соответствует масштабу времени функционирования кратковременной памяти (максимальная длительность составляет 120 секунд). Накопленные экспериментальные данные, а также соответствие между временными масштабами астроцитарной модуляции синаптической передачи и функционирования кратковременной памяти позволяет предположить, что астроциты могут играть ключевую роль в механизмах кратковременной памяти. Несмотря на существование достаточного количества экспериментальных данных, подтверждающих существование астроцитарной регуляции синаптической передачи, ее роль в механизмах обработки информации и формирования кратковременной памяти до сих пор неясна и остается предметом активных исследований. Поэтому, в данной работе была разработана математическая модель нейрон-астроцитарной сети для уточнения и объяснения биологических механизмов формирования кратковременной памяти.

Модель и результаты

Разработанная модель нейрон-астроцитарной сети состоит из синаптически связанных нейронов Ижикевича [1], двунаправленно взаимодействующих с астроцитами. Для описания динамики внутриклеточной концентрации кальция в астроците используется модель Уллаха [2]. Астроциты друг с другом связаны геп-контактами, проницаемыми для молекул инозитол - 1,4,5-трифосфата (ИТФ) и ионов кальция (Ca^{2+}). Все нейроны сети связаны друг с другом синаптическими связями возбуждающего типа. Топология синаптических связей в сети случайная, подчиняющаяся экспоненциальному распределению. Входной сигнал в виде цифрового изображения преобразовывается в электрический ток и подается в нейронную сеть таким образом, что один пиксель изображения соответствует одному нейрону. Выходной сигнал декодируется как средняя частота генерации потенциалов действия (ПД) нейронами.

Генерация ПД пресинаптическими нейронами индуцирует высвобождение нейромедиатора глутамата в синаптические щели. Связывание глутамата с рецепторами на мембране астроцита приводит к выработке молекул ИТФ. Повышение внутриклеточной концентрации ИТФ приводит к выходу Ca^{2+} из внутриклеточных хранилищ астроцита в его цитоплазму. Генерация Ca^{2+} импульса приводит к высвобождению из астроцита глиопередатчика, воздействие которого на пре- и постсинаптические терминалы близрасположенных синапсов приводит к изменению в них эффективности передачи сигналов. В работе рассматривается экспериментально подтвержденный глиопередатчик – глутамат, действие которого может приводить к усилению глутаматергических синапсов [3]. В модели воспроизводятся следующие эффекты астроцитарной модуляции синаптической передачи: потенцирование синапса посредством генерации медленных возбуждающих постсинаптических токов (SICs) [4]; и mGluR-зависимое гетеросинаптическое облегчение пресинаптического высвобождения нейромедиатора глутамата [5].

В результате проведенного исследования эффективности кратковременной памяти в разработанной модели нейрон-астроцитарной сети было обнаружено, что наибольшая эффективность кратковременной памяти достигается при небольшом размере нейронного ансамбля (16-25 нейронов), взаимодействующего с астроцитом. Выявлено, что блокирование астроцитарной модуляции синаптической передачи (неспособность астроцитов модулировать синаптическую передачу в некоторых синапсах) приводит к ухудшению реализации функций кратковременной памяти в модели нейрон-астроцитарной сети. Максимальная емкость кратковременной памяти сетевой модели составила 7 информационных сигналов, и она определяется длительностью астроцитарных кальциевых импульсов и астроцит-опосредованной модуляции синаптической передачи, и не зависит от числа астроцитов и нейронов в сети. Градуальность амплитуд астроцитарных кальциевых импульсов и астроцитарной модуляции синаптической передачи позволяет модели спайковой нейрон-астроцитарной сети обеспечивать успешное хранение не только бинарных изображений, но и 8-битных (в градациях серого) информационных сигналов.

Данная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда грант № 22-12-00216.

- [1] Izhikevich E. // *Ieee transactions on neural networks*. 2003. Vol. 14. P. 1569.
- [2] Ullah G. // *Cell calcium*. 2006. Vol. 39, No. 3. P. 197.
- [3] Fellin T. // *Neuron*. 2004. Vol. 43, No. 5. P. 729.
- [4] Chen N. // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2012. Vol. 109, No. 41. P. E2832.
- [5] Navarrete M. // *Neuron*. 2010. Vol. 68, No. 1. P. 113.

Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний»

Заседание секции проводилось 23 мая 2024 г.
Председатель – В.В. Матросов, секретарь – Н.С. Ковалева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII 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.

РЕАЛИЗАЦИЯ И АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОДОВ N-НОЙ ДЛИНЫ С МАЛОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ПРОВЕРКИ НА ЧЁТНОСТЬ (LDPC КОДЫ) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АЛГОРИТМА “BIT FLIP”

Г.С. Алталаев, А.А. Адёркина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Коды с малой плотностью проверок на четность коротко именуются как LDPC коды (Low-density parity-check) [1]. LDPC коды – это подкласс линейных блочных кодов, позволяющих получить отличную эффективность с относительно малыми вычислительными затратами на их декодирование. Данные коды были предложены Робертом Галлагером еще в 1963-ем году, но были забыты на сорок лет в связи со сложностью реализации алгоритмов их декодирования. Развитие цифровой техники привело к возрождению исследования в области LDPC кодов в конце 20-века [2]. Данные коды становятся востребованными в системах передачи данных, где требуется максимальная скорость передачи при ограниченной полосе частот. Применение методов итеративного декодирования к данным кодам позволяет практически вплотную приблизиться к пропускной способности канала при относительно небольшой сложности реализации, поэтому во многих стандартах различного рода данных (802.11n, 802.11ac, DVB-x2, 5G NR) LDPC коды рекомендованы для исправления ошибок.

В данной работе исследуется эффективность применения LDPC кодов с использованием алгоритма декодирования “Bit flip” [3], [4] с использованием 4-QAM модуляции. Рассматривались три задачи: изучить и реализовать LDPC код, оценить эффективность алгоритма “Bit flip” для декодирования LDPC кодов с использованием 4-QAM модуляции и анализ количества итераций, необходимых для успешного декодирования LDPC кодов для различных кодовых скоростей.

Математическое описание LDPC кодов

LDPC коды – это линейные блочные коды, для которых процедуру кодирования (encoding) можно представить в следующем матричном виде

$$\mathbf{c} = \mathbf{u}\mathbf{G}, \quad (1)$$

где \mathbf{c} – кодовая последовательность (кодовое слово), \mathbf{u} – информационная последовательность (информационное слово), \mathbf{G} – порождающая матрица размерности $k \times n$, где k – длина \mathbf{u} , n – длина \mathbf{c} .

Порождающая матрица – это матрица, которая позволяет сгенерировать кодовые слова в коде с исправлением ошибок. Она представляет собой матрицу, которая состоит из битовых комбинаций, которые являются кодовыми словами. Порождающая матрица позволяет сгенерировать все возможные кодовые слова, которые могут быть переданы по каналу связи.

Порождающая матрица линейного систематического кода имеет следующую форму

$$\mathbf{G} = [\mathbf{I} \mid \mathbf{P}], \quad (2)$$

где \mathbf{I} – единичная матрица размерности $k \times k$, \mathbf{P} – матрица размерности $k \times (n-k)$.

Введем понятие проверочной матрицы: это такая матрица \mathbf{H} , которая позволяет проверить, содержит ли полученное слово ошибки, она представляет собой матрицу, которая состоит из битовых комбинаций, которые являются проверочными кодами. Порождающая и проверочные матрицы связаны следующим соотношением

$$\mathbf{GH}^T = \mathbf{0}. \quad (3)$$

Проверочная матрица систематического кода, как и порождающая матрица, имеет также определенный вид

$$\mathbf{H} = [-\mathbf{P}^T | \mathbf{I}]. \quad (4)$$

После прохождения через реальный канал передачи данных сигнал подвергается различным искажениям: многолучевому распространению, аддитивному шуму, частотно-временному замиранию и т. д., этот сигнал поступает на блок демодулятора, который преобразует принятый сигнал в кодовую последовательность \mathbf{r} , которая может содержать ошибки. При процедуре декодирования мы также вводим понятие синдрома

$$\mathbf{S} = \mathbf{rH}^T. \quad (5)$$

Но все выше описанное – это общие моменты для большинства блочных кодов. Особенность LDPC кодов заключается в том, что и определяет их как low-density: их матрицы проверки на четность \mathbf{H} должны быть разреженными (sparse), т.е. число ненулевых элементов $O(n)$, что является незначительным по отношению к общему числу элементов матрицы \mathbf{H} [5]. Данное ограничение существенно упрощает процедуру декодирования кодов. При рассмотрении LDPC кодов, мы ограничимся рассмотрением кодов, заданных над полем $GF(2)$.

Описание алгоритма “Bit flip”

1. Вычисляем синдром: $\mathbf{S} = \mathbf{rH}^T$. Если $\mathbf{S} = \mathbf{0}$, то процедура декодирования заканчивается.
2. Вычисляем некоторый вектор, как произведение синдрома на проверочную матрицу: $\mathbf{f} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{H}^T$, где – произведение во множестве целых чисел.
3. Инвертируются те значения \mathbf{r}_i , для которого $\mathbf{f}_i \geq \text{порог}$.
4. Вернуться к шагу 1.

Анализ эксперимента

На рис. 1 показана зависимость вероятности битовой ошибки (BER) от отношения энергии сигнала (E_b) к энергетической спектральной плотности шума (N_0) для различных кодовых скоростей. Для реализации была выбрана длина кодового слова 120 бит и было произведено 1000 усреднений.

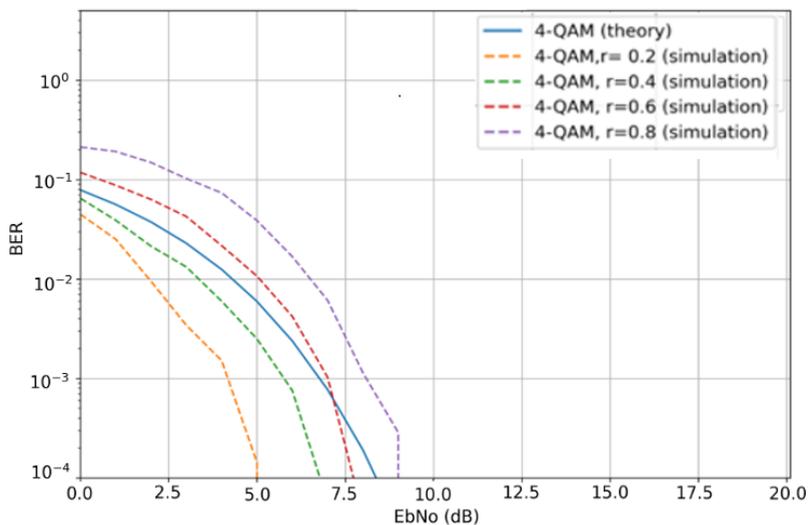


Рис. 1

По рис. 1 можем сделать следующие выводы:

1. Чем большую избыточность мы вносим в информационное слово, тем ниже BER.
2. Выигрыш = 3.3 дБ при $R = 0.2$ для 4-QAM при $BER = 10^{-4}$
 Выигрыш = 1.6 дБ при $R = 0.4$ для 4-QAM при $BER = 10^{-4}$
 Выигрыш = 0.7 дБ при $R = 0.6$ для 4-QAM при $BER = 10^{-4}$
 Проигрыш = 0.8 дБ при $R = 0.8$ для 4-QAM при $BER = 10^{-4}$

На рис. 2 показана зависимость количества суммарных итераций от номера удачных декодирований для различных кодовых скоростей, длина кодового слова была выбрана 120 бит.

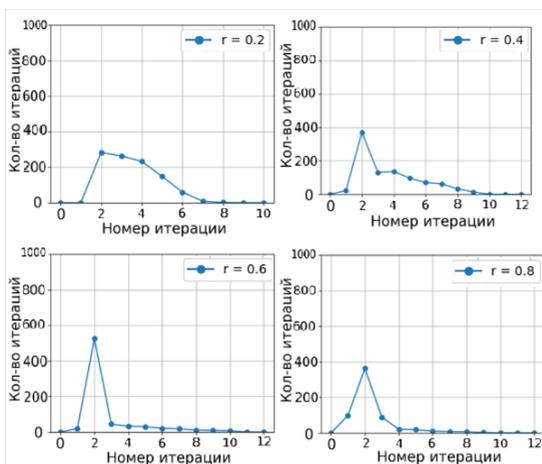


Рис. 2

По рис. 2 можем сделать следующие выводы:

1. По мере увеличения скорости кода появляется ярко выраженный пик, связанный с уменьшением размерности проверочной матрицы.
2. По мере увеличения скорости кода снижается вероятность корректного декодирования.

Заключение

Таким образом, в данной работе были представлены результаты анализа LDPC кодов, использующихся во многих современных стандартах передачи данных. Выявлено, что использование алгоритма декодирования “bit flip” может значительно улучшить эффективность передачи данных и снизить вероятность ошибок. В дальнейшем, планируется реализовать другие способы декодирования для сравнительного анализа их эффективности.

- [1] Gallager R.G. IRE Trans. Inform. Theory. 1962. Vol. IT-8 P. 21.
- [2] Голиков А.М. Исследование низкоплотных LDPC кодов: Учебно-методическое пособие по лабораторной работе. – Томск: ТУСУР, 2019. 18 с.
- [3] Смит Дж. Расширенные методы кодирования и декодирования для LDPC кодов: Перспективы и применения. – М.: Изд. “Техника”, 2022. 271 с.
- [4] Блейхут Р. Теория и практика кодов, контролируемых ошибки. – М.: Мир, 1986. 576 с.
- [5] Давыдов А.В., Мальцев А.А. Введение в теорию помехоустойчивого кодирования ННГУ им. Н.И. Лобачевского: Учебно-методические материалы для магистров и аспирантов, 2014. 124 с.

ИЗУЧЕНИЕ МЕЖОТРАСЛЕВОГО СТАНДАРТА ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ С ЦЕЛЬЮ ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ ПРИ РЕШЕНИИ ЗАДАЧИ РАДИОПЛАНИРОВАНИЯ

А.С. Сеницын, А.А. Адёркина

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Математическое описание задачи классификации, регрессии и кластеризации машинного обучения сводится к оптимизационной задаче с ограничениями. Несмотря на это, существующее многообразие алгоритмов и методов их решения делает процесс аналитики данных нетривиальным. Для того, чтобы сократить время поиска решения задачи и сделать это прогнозируемым процессом, необходимо придерживаться довольно четкой последовательности действий описываемую методологией CRISP-DM (CRoss Industry Standard Process for Data Mining) [1].

В данной работе рассматривается межотраслевой стандартный процесс для исследования данных описывающий последовательность действий, которую необходимо придерживаться, чтобы наиболее оптимальным образом приблизиться к решению задачи. Так же рассматриваются результаты предыдущих исследований: анализ применяемого набора данных для предсказания величины потери мощности сигнала с помощью методов машинного обучения; анализ точности и времени выполнения предсказания Path Loss в зависимости от количества признаков.

Описание межотраслевого стандарта

Согласно CRISP-DM аналитический проект разделяется на 6 основных этапов, которые выполняются последовательно: бизнес-анализ, анализ данных, подготовка данных, моделирование, оценка результата, внедрение. Схематичное описание рассматриваемого процесса представлено на следующем рисунке.

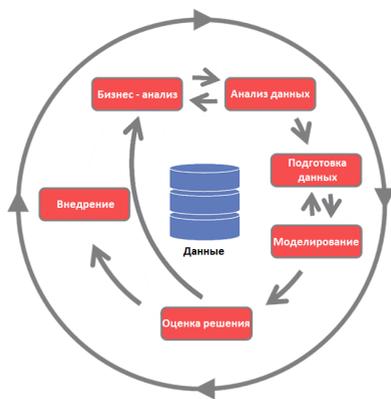


Рис.

Каждый из описанных этапов делится на задачи. Этап бизнес-анализа состоит из задачи определения целей проекта, оценки текущей ситуации, определения целей аналитики и подготовки плана проекта. На этапе анализа данных решаются задачи сбора, описания, изучения и проверки качества данных. За этапом анализа идёт этап подготовки данных, включающий в себя задачу выборки, очистки, генерации, интеграции и форматирования данных. Далее идёт этап моделирования, начинающийся с задачи выбора алгоритмов, которые подойдут для решения поставленной задачи, подготовки плана тестирования, обучения и оценивания качества моделей. На этапе оценки результатов детально анализируются и выбираются модели-победители. Производится оценка результатов, оценка процесса и определение следующих шагов. Этап внедрения характеризуется тем, что на нём определяется в каком виде будет произведено это самое внедрение, составляется план мониторинга и поддержки внедряемой модели, и подготавливается отчёт по каждому этапу произведённых работ. Методология допускает пропуск каких-либо шагов либо возвращение к предыдущим.

Анализ результатов предыдущих исследований

На предыдущем этапе работ решалась задача радиопланирования на линиях метрополитена [2]. Задача заключалась в поиске мест расположения базовых станций на линии следования поезда, которые обеспечат приемлемый уровень сигнала на конечных устройствах. Для решения задачи производилось предсказание значений затухания сигнала в тоннеле метрополитена с помощью методов машинного обучения.

В ходе решения этой задачи проводился анализ набора данных, состоящий из 32 признаков: уровень принимаемой мощности между точками; расстояние между Rx и Tx; усреднённые значения радиуса и направления поворота по горизонтали, величины и направления уклона по вертикали; флаг открытого участка; стена расположения базовой станции; направление движения; радиус и направление поворота по горизонтали, величина и направление уклона по вертикали точки Tx и Rx, так же среднеквадратичное отклонение, минимальные, максимальные и медианные значения этих величин. Анализ включал в себя поиск минимально необходимого набора данных для решения поставленной задачи.

В результате был создан набор данных, который было запланировано использовать для решения поставленной задачи, состоящий из 16 признаков, оказывающих наибольшее влияние на предсказание: расстояние между Rx и Tx, минимальное значение радиуса поворота по горизонтали, СКО значения радиуса поворота по горизонтали, усреднённое значение радиуса поворота по горизонтали, флаг открытого участка, усреднённая величина уклона по вертикали, СКО величины уклона по вертикали, максимальное значение величины уклона по вертикали, СКО величины направления поворота по горизонтали, усреднённое направление уклона по вертикали, усреднённое направление поворота по горизонтали, СКО величины направления уклона по вертикали, радиус поворота по горизонтали точки Rx, медианное значение величины уклона по вертикали и радиус поворота по горизонтали точки Tx. [3].

Также производилась оценка влияния количества признаков на точность и время предсказания величины затухания сигнала. В следующей таблице представлены соответствующие результаты исследований.

Табл.

Количество признаков, шт.	Точность предсказания, %	Время исполнения (1000 точек), мин
32	85	3
16	83	1.2
10	67	0.9

По итогам оценки применения методов машинного обучения на итоговом наборе данных сделан вывод о том, что данный набор удовлетворяет критериям точности предсказания на открытых участках метрополитена, но не удовлетворяет критериям на закрытых участках. На открытых участках метрополитена получилось добиться значения величины средней абсолютной ошибки равной 2.5 единицы. Для закрытых участков эта величина получилась не стабильной и в зависимости от выбранного участка могла доходить до величины в 10 единиц.

Исходя из изученной модели CRISP-DM и результатов предыдущих исследований планируется произвести повторный анализ данных, который будет состоять из более детального и глубокого исследования, включающего в себя: вычисление ключевых статистик по атрибутам, создание с помощью графиков и таблиц гипотез относительно того, как данные помогут в нахождении решения поставленной задачи. После анализа планируется повторная подготовка данных, в которую будет входить: оценка релевантности атрибутов для решения задачи радиопланирования с помощью методов машинного обучения. После анализа и подготовки данных будет производиться изучение новых алгоритмов, а также гиперпараметров каждой модели, редактирование которых может увеличить точность предсказания величины затухания сигнала на закрытых участках метрополитена.

Заключение

Было произведено исследование межотраслевого стандарта интеллектуального анализа данных CRISP-DM. Рассмотрены результаты предыдущих исследований и составлен план дальнейших исследований по повышению точности предсказания величины затухания сигнала при распространении сигнала в закрытом участке метрополитена с помощью методов машинного обучения.

- [1] Chapman P., Clinton J., Kerber R., Khabaza T., Reinartz T., Shearer C., Wirth R. // CRISP-DM 1.0. Step-by-step data mining guide. 2000. P. 76.
- [2] Труды XXV научной конференции по радиофизике, (Ниžний Новгород, 14–26 мая 2021 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. 562 с.
- [3] Труды XXVI научной конференции по радиофизике, (Ниžний Новгород, 12–27 мая 2022 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. 591 с.

ИЗУЧЕНИЕ СПОСОБА ОЦЕНКИ КАНАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ В ММО СИСТЕМАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ НЕПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА ОМР

А.Д. Вездетский, А.А. Адёркина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В погоне за ускорением передачи данных в современных системах связи используют различные типы модуляции и технологию OFDM, которая способствует передаче большего количества полезной нагрузки за счет ортогональности. Однако, кроме этого, используют технологию ММО, позволяющую использовать пространственное разделение пользователей или много потоковую передачу данных за счет использования пространственного разделения [1].

В современной реальности системы связи зачастую адаптивны, что позволяет подстраивать систему для обеспечения необходимого качества оказания услуг. Для эффективной передачи данных следует адаптировать систему к текущему состоянию беспроводного канала связи, в связи с чем необходимо постоянно оценивать состояние канальной матрицы. Для решения данной задачи придумано множество методов оценки канальной матрицы [2].

В данной статье описана возможность применения непараметрического алгоритма разреженной ортогональной аппроксимации для решения задачи оценки канальной матрицы в ММО системах. Для оценки возможности применения в работе приводятся зависимости коэффициента корреляции, характеризующего похожесть оцененных данных с реальными, от основных параметров модели, используемой в данной работе [3].

Постановка задачи

Для описания принципа работы непараметрического алгоритма ОМР необходимо сформулировать задачу и ввести условные обозначения. Постановка задачи сводится к решению уравнения (1). В рассматриваемом в статье случае решается обратная задача [4], то есть необходимо найти x при известных A и b :

$$b = Ax + \eta, \quad (1)$$

где $A \in \mathbb{C}^{m \times n}$ – словарь данных (исходные данные), причем $n \gg m$ (столбцов больше, чем строк), $b \in \mathbb{C}^{m \times 1}$ – вектор-столбец полученного сигнала на стороне приемника, $x \in \mathbb{C}^{m \times 1}$ – вектор-столбец переданного сигнала, $\eta \in \mathbb{C}^{m \times 1}$ – аддитивный шум.

Принцип работы алгоритма ОМР

Для начала работы алгоритма ортогональной разреженной аппроксимации необходимо знать матрицу-словарь A и вектор-столбец b . Работа алгоритма начинается с фазы подготовки, в результате которой происходит нормализация столбцов матрицы-словаря по Евклидовой норме, удаляются повторяющиеся столбцы, инициализируются вектор-столбец остатка r_0 и эффективная матрица A_0 . Алгоритм работает по заданному количеству итераций, в данной работе значение счетчика итераций k равно количеству учитываемых лучей, пришедших в систему. На первом шаге ищется максимальное

значение корреляции вектора-остатка с столбцом из матрицы-словаря. На втором шаге выбранный столбец матрицы-словаря записывается в эффективную матрицу \mathbf{A}_k . На третьем шаге получаем оценку сигнала \mathbf{x}_k . На четвертом шаге оценивается влияние, которое вносит оцененный вектор-сигнал \mathbf{x}_k на вектор-столбец принятого сигнала на стороне приемника. На пятом шаге перезаписывается вектор остатка путем удаления из него оцененного вектор-столбца \mathbf{b}_k . Описание принципа работы алгоритма в виде псевдокода представлено на рис. 1 [4].

Вход: \mathbf{A}, \mathbf{b}

Результат: \mathbf{x}_k

Инициализация: $r_0 = \mathbf{b}, \Lambda_0 = \emptyset$;

Нормализация столбцов матрицы \mathbf{A} по Евклидовой норме

Удаление повторяющихся столбцов \mathbf{A} ;

Для $k = 1, 2 \dots$ делать

Шаг 1. $\lambda_k = \underset{j \in \Lambda_{k-1}}{\operatorname{argmax}} \left| \langle \mathbf{a}_j, \mathbf{r}_{k-1} \rangle \right|$;

Шаг 2. $\Lambda_k = \Lambda_{k-1} \cup \{\lambda_k\}$;

Шаг 3. $\mathbf{x}_k (i \in \Lambda_k) = \underset{\mathbf{x}}{\operatorname{argmin}} \left\| \mathbf{A}_{\Lambda_k} \mathbf{x} - \mathbf{b} \right\|_2, \mathbf{x}_k (i \notin \Lambda_k) = 0$;

Шаг 4. $\widehat{\mathbf{b}}_k = \mathbf{A} \mathbf{x}_k$;

Шаг 5. $\mathbf{r}_k \leftarrow \mathbf{b} - \widehat{\mathbf{b}}_k$;

Конец

Рис. 1

Параметры и результаты моделирования

В данной работе моделируется беспроводной канал связи, описанный в статье [5], с рядом изменяемых параметров, представленных на рис. 2.

Параметры	Значения
Отношение сигнал/шум (dB) [SNR]	[-5, 0, 10, 300]
Размер антенны базовой станции (Квадратная антенна) [Mx=My]	[4, 8, 16]
Количество лучей [Rays]	[1, 3, 5, 10]
Процент выбранных антенных элементов на базовой станции [Percent]	[10, 30, 50]
Параметр расширения матрицы- словаря [Ox=Oy]	[1, 2, 4]

Рис. 2

В результате проведенного моделирования получились зависимости, представленные на рис. 3, рис. 4, рис. 5, рис. 6.

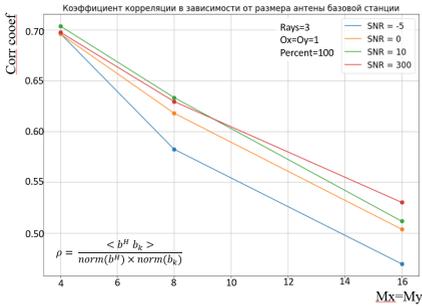


Рис. 3

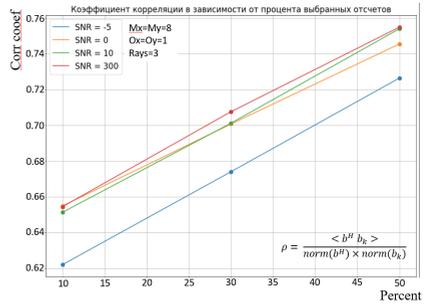


Рис. 4

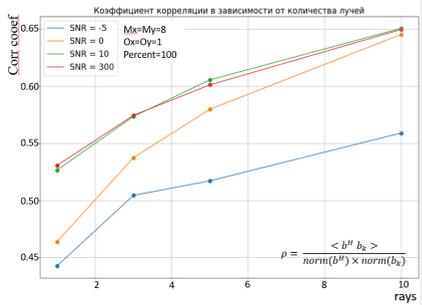


Рис. 5

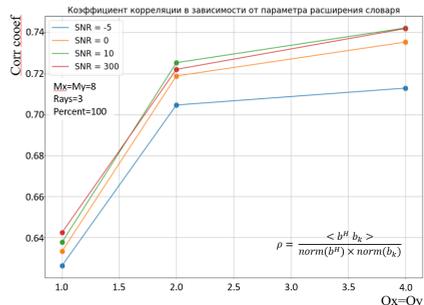


Рис. 6

На рис. 3 представлена зависимость коэффициента корреляции размеров антенны базовой станции. Из графика видно, что при увеличении размера антенны базовой станции коэффициент корреляции снижается, это говорит об ухудшении точности оценки канала. При увеличении размера антенны с 4×4 до 16×16 точность оценки снизилась на 40%, что говорит о необходимости корректировки других параметров алгоритма. Причем увеличение размеров антенны создает дополнительную вычислительную нагрузку. Также стоит заметить, что при ОСШ равном 10 [Дб] и 300 [Дб] значения коэффициента корреляции практически не отличаются.

На рис. 4 представлена зависимость коэффициента корреляции от процента выбранных антенных элементов на базовой станции. Из полученных графиков видно, что при увеличении числа выбранных отсчетов коэффициент корреляции увеличивается. При увеличении числа выбранных отсчетов с 10% до 50% точность оценки увеличилась на 10%, что говорит о возможности повышения точности оценки с помощью увеличения этого параметра. Уменьшение это параметра приводит к уменьшению вычислительной нагрузки, поэтому благодаря балансу можно снизить количество вычислений и не сильно потерять в точности. Также стоит заметить, что при исследуемых ОСШ, значения коэффициента корреляции практически не отличаются.

На рис. 5 представлена зависимость коэффициента корреляции от количества принятый лучей. Из полученных графиков видно, что при увеличении числа лучей коэффициент корреляции увеличивается. При увеличении числа лучей с 1 до 10 выигрыш в

среднем составляет 13%, однако приводит к увеличению вычислительной нагрузки. Также стоит заметить, что при ОСШ равном 10 [Дб] и 300 [Дб] значения коэффициента корреляции практически не отличаются.

На рис. 6 представлена зависимость коэффициента корреляции от параметра расширения словаря. Из полученных зависимостей видно, что при увеличении параметра расширения матрицы-словаря значение коэффициента корреляции увеличивается. Также видно, что увеличение этого параметра всего в 2 раза позволяет улучшить оценку канала на 8%.

Заключение

В работе был исследован непараметрический алгоритм ОМР с целью определения преимуществ и недостатков данного алгоритма для оценки канальной матрицы в ММО системах.

В результате были выделены следующие преимущества:

- Незначительное влияние шума на качество оценки.
- Возможность обработки части данных с незначительной потерей в качестве.
- Возможность расширения словаря не зависимо от параметров системы, что дает выигрыш в качестве оценки.
- Высокая эффективность и быстродействие за счет вариации параметров алгоритма.
- Возможность использования в качестве адаптивного алгоритма.

Так же были выделены следующие недостатки:

- Существенное снижение качества оценки при больших размерах антенн.
- Рост временной сложности и сложности по памяти с увеличением количества антенн.

- [1] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г., Лысяков Д.Н. Увеличение пропускной способности ММО-системы радиосвязи с параллельной передачей данных по собственным подканалам // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, сер. Радиофизика. 2010. №. 3, часть 1. С. 79.
- [2] Флакман А.Г. Адаптивная пространственная обработка сигналов в многоканальных информационных системах: автореф. дис. д-р. ф.-м. н. наук: 01.04.03. – Нижний Новгород. 2004. 28 с.
- [3] Ермолаев В.Т., Соколов М.А., Флакман А.Г. Прием пространственно-распределенного сигнала в системе сотовой связи с антенной решеткой. // Вестник ННГУ им. Н.И. Лобачевского, сер. Радиофизика. 2009. №. 3. С. 69.
- [4] Andersen Ang. Orthogonal Matching Pursuit Algorithm (A brief introduction). - Department of Combinatorics and Optimization, University of Waterloo, 2017. – Waterloo, Canada. 16 с.
- [5] Long Cheng, Guangrong Yue, Xinyu Xiong, Yueyue Liang, Shaoqian Li Fellow Tensor Decomposition-Aided Time-Varying Channel Estimation for Millimeter Wave MIMO Systems // IEEE Wireless communications letters. 2019. P. 1.

МЕТОДЫ ДИНАМИЧЕСКОГО ПРОГРАММИРОВАНИЯ В СИНТЕЗЕ И РЕАЛИЗАЦИИ КИХ-ФИЛЬТРА

В.Н. Бугров, А.С. Рязанова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Цифровой КИХ-фильтр является дискретной системой, соотношение в которой между значениями входной x_n и текущей выходной y_n временными последовательностями определяются уравнением прямой линейной свертки.

$$y_n = \sum_{k=0}^N b_k \cdot x_{n-k}. \quad (1)$$

Постоянные коэффициенты b_k являются отсчётами импульсной характеристики фильтра. Передаточная функция каскадного соединения m -звеньев второго порядка нерекурсивного ЦЦФ может быть записана так:

$$H(z) = \prod_{i=1}^m \frac{b_{0i} + b_{1i}z^{-1} + b_{2i}z^{-2}}{a_{0i}}. \quad (2)$$

Уравнение одного звена нерекурсивного фильтра имеет вид:

$$y_n = \frac{b_0 x_n + b_1 x_{n-1} + b_2 x_{n-2}}{a_0}, \quad (3)$$

где x_n, y_n – входная и выходная целочисленные временные последовательности. [1, 2]

Задача нелинейного программирования для машинного синтеза

Постановка задачи целочисленного нелинейного программирования для машинного синтеза нерекурсивного ЦЦФ выглядит следующим образом:

$$F(IX) = \min_{IX \in I^{4m}} F(IX), \quad (4)$$

$$-2^{W_k-1} < b_{di} < 2^{W_k-1}, \quad d = \overline{0, 2}, \quad i = \overline{1, m} \quad (5)$$

$$a_{0i} \in \{2^q\}, \quad q = \overline{0, W_k-1}, \quad i = \overline{1, m} \quad (6)$$

$$K_i^{\min} \leq |K_i(e^{j\omega T})| \leq K_i^{\max}, \quad i = \overline{1, m}, \quad (7)$$

где m – число КИХ-звеньев второго порядка, d – индекс коэффициента передаточной функции звена (2).

Экстремальная задача синтеза (4) записана относительно целочисленного пространства коэффициентов фильтра I^{4m} , размерностью $4m$. Ограничения (5) задают границы изменения этих целочисленных коэффициентов, а соотношение (6) определяет принадлежность коэффициентов a_{0i} биномиальному ряду. Функциональные ограничения (7) масштабируют усиление звеньев в каскадном КИХ-фильтре в заданный интервал. Вектор IX^0 является эффективным решением задачи параметрического синтеза нерекурсивного целочисленного фильтра. [3, 4]

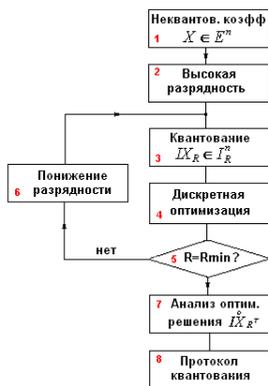


Рис. 1

На рис. 1 представлена общая блок-схема алгоритма динамического пошагового квантования целочисленных коэффициентов как последовательности поисковых задач с поэтапным понижением разрядности R представления коэффициентов фильтра.

На первом этапе неквантованные вещественные коэффициенты $X \in E^n$ квантуются целочисленным кодом со стартовой высокой разрядностью $R_{max}=14$ бит (блоки 1–3), формируя дискретное целочисленное решение на квантованном множестве коэффициентов $IX \in I_{R_{max}}^n$ с соответствующей функциональной ошибкой квантования. Затем на этом дискретном множестве ставится задача оптимизации дискретных коэффициентов данной разрядности по общей для всех этапов динамического квантования целевой функции, как задачи целочисленного нелинейного программирования (блок 4).

Далее в блоке 5 производится проверка соответствия текущей разрядности квантования R с требуемой минимальной разрядностью R_{min} и в случае несоответствия осуществляется понижение разрядности представления коэффициентов (блок 6) с последующим их квантованием и оптимизацией на новом дискретном множестве (блоки 3 и 4) также по общей целевой функции ошибки. Таким образом, решение на текущем этапе динамического квантования является стартовой точкой этапа последующего. Цикл повторяется до достижения требуемой минимальной разрядности представления коэффициентов, после чего осуществляется выявление оптимального малоразрядного решения, обеспечивающего допустимый уровень ухудшения функциональных характеристик фильтра и проводится анализ этого решения во временной и частотной областях. [5, 6, 7]

Динамическое квантование осуществлялось в рамках следующих спецификаций фильтра:

- 1) Полоса пропускания: 450 – 1000 Гц;
- 2) Коэффициент передачи в полосе пропускания: 0 дБ с допуском ± 1 дБ;
- 3) Уровень подавления на частотах ниже 200 Гц: 40 дБ;
- 4) Нелинейность фазы в полосе не выше 10° ;
- 5) Порядок КИХ-фильтра: 56;
- 6) Масштабирование коэффициентов передачи звеньев в интервал $\{0.5 - 2\}$;
- 7) Частота дискретизации: 2 кГц.

Исходные неквантованные вещественные его коэффициенты указаны в таблице.

Табл.

Звено	b_0	b_1	b_2	K_{max}
1	-0.071588	-0.360725	-0.869045	1,3
2	0.986765	-0.518715	-0.144915	1,4
3	-0.230625	-0.325346	-0.826175	1,4
4	0.353737	0.891225	-0.999992	1,7

5	0.994392	0.277302	-0.019768	1,2
6	-0.284679	-0.987887	0.967166	1,7
7	0.989225	-0.477768	-0.087970	1,4
8	0.973320	-0.694183	-0.276899	1,5
9	0.699314	0.472431	0.171550	1,3
10	0.930847	-0.437019	-0.216783	1,3
11	0.870865	-0.916046	0.160130	2,0
12	0.965147	-0.901802	0.224881	2,1
13	0.806828	-0.156378	-0.086951	1,0
14	0.917742	-0.544495	-0.033771	1,4
15	0.894470	-0.493591	-0.204972	1,3
16	0.941012	0.334978	0.157385	1,4
17	0.630024	-0.323000	-0.180356	0,9
18	0.856587	0.121003	0.002271	1,0
19	0.987566	0.427634	0.175502	1,3
20	0.965319	0.384359	0.101518	1,6
21	0.920878	0.070483	-0.040774	1,5
22	0.857104	-0.772873	0.241015	1,0
23	-0.289370	-0.804035	0.100329	1,9
24	0.870623	0.133400	0.240110	1,0
25	0.911626	0.076553	0.282537	1,2
26	0.999968	-0.160968	-0.062678	1,3
27	0.889717	-0.124430	-0.133349	1,1
28	0.928695	0.019325	-0.073175	1,0

Реализация на микроконтроллере MSP430F1611

Реализация синтезированного целочисленного фильтра сводится к программированию микроконтроллера, т.е. занесению в ПЗУ найденных целочисленных коэффициентов фильтра и программы их обработки – расчёта выходного отклика ЦЦФ по его прямой свёртке (1).

Реализация фильтра производится на многофункциональном микроконтроллере MSP430F1611 фирмы Texas Instruments, являющимся по сути дела однокристальной ЭВМ малой производительности с шестнадцатиразрядным RISC-ядром.

Графики АЧХ, ФЧХ и ФЧХ в полосе представлены на рис. 2, 3 и 4.

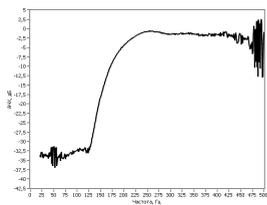


Рис. 2

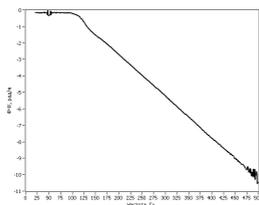


Рис. 3

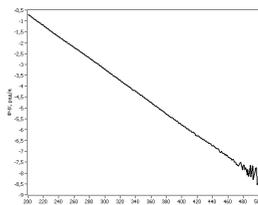


Рис. 4

Реализация в базе ПЛИС XC3S700AN

Примером современных ПЛИС является XC3S700AN линейки Spartan-3AN фирмы Xilinx, на базе которого реализован синтезированный цифровой КИХ-фильтр верхних частот.

Графики АЧХ и ФЧХ синтезированного КИХ-фильтра верхних частот представлены на рис. 5 и 6.

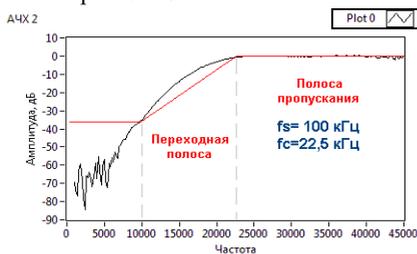


Рис. 5

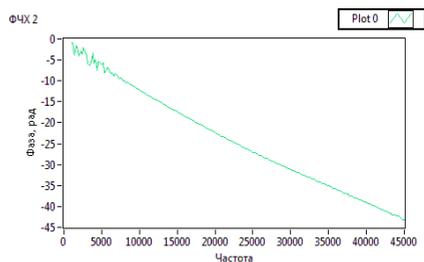


Рис. 6

Заключение

Поисковые методы целочисленного нелинейного программирования в приложении к задачам проектирования целочисленных цифровых фильтров являются современной и весьма перспективной альтернативой традиционным классическим методам проектирования цифровых фильтров. Принципиальное отличие ЦНП-синтеза заключается в том, что в данном случае для удовлетворения требуемого функционирования фильтра на стадии его проектирования осуществляется прямой поиск целочисленных коэффициентов фильтра прямо по математическому его определению (модели). Критерием поиска является соответствие совокупного текущего функционирования фильтра его требуемому функционированию. Современные алгоритмические комплексы целочисленной минимизации позволяют решать такую задачу весьма надёжно и эффективно при выполнении всех внешних требований и ограничений к работе целочисленного фильтра.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им.Н.И. Лобачевского.

- [1] Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. – М.: Мир, 1978. 848 с.
- [2] Айфичер Э., Джервис Б. Цифровая обработка сигналов: практический подход. – М.: Издательский дом "Вильямс", 2004.
- [3] Бугров В.Н., Пройдаков В.И., Артемьев В.В. Поисковые технологии проектирования целочисленных цифровых фильтров. Часть 1. М., Компоненты и технологии. 2014. №. 6. С. 124.
- [4] Бугров В.Н. Проектирование цифровых фильтров методами целочисленного нелинейного программирования. // Вестник ННГУ. 2009. №. 6. С. 61.
- [5] Бердышева А.С., Бугров В.Н. Квантование коэффициентов КИХ-фильтра динамическим методом. // Труды XXVI научной конференции по радиофизике. 2022.

- [6] Бердышева А.С., Бугров В.Н. Динамическое квантование коэффициентов цифрового КИХ-фильтра. // Международная научно-техническая конференция «Информационные системы и технологии» ИСТ-2022.
- [7] Бердышева А.С., Бугров В.Н., Сатаев В.В. Дискретный синтез цифрового фазового корректора гидроакустического датчика. // Датчики и системы. 2023. №. 5. С. 53.

АППАРАТНО-ОРИЕНТИРОВАННЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ ФУНКЦИИ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ФКМ СИГНАЛА

Д.Н. Ивлев¹⁾, А.В. Ширкаев²⁾

¹⁾ *ННГУ им. Н.И. Лобачевского*

²⁾ *АО «Атомстройэкспорт»*

Введение

Важной задачей при разработке радиотехнических систем является повышение эффективности обработки, поступающей в точку приема информации, которая будет определять конечный технический и конструктивный облик системы. Одним из направлений совершенствования таких систем является внедрение принципов широкополосной передачи [1], в частности фазокодированных (ФКМ) сигналов, позволяющих разрешить противоречие между разрешающей способностью и дальностью действия систем, обеспечить высокую помехозащищенность [2]. Определение временных и частотных параметров принимаемых сигналов традиционно осуществляется на основе вычисления взаимной функции неопределенности (ВФН), такой подход является оптимальным с точки зрения принципа максимального правдоподобия методом решения подобных задач [3], что делается преимущественно посредством цифровой обработки. Однако, непосредственное вычисление ВФН трудно реализуемо и требует значительной вычислительной мощности. Поэтому существующие средства измерения базируются преимущественно на сегментно-фильтровой обработке, когда сигнал большой длительности разбивается на сегменты [4]. Однако при достижении сравнительно высокого быстродействия возрастает риск пропуска полезной информации [5], энергопотребление, размеры и стоимости системы обработки, что сужает область применения подобного типа устройств. Таким образом, важной задачей становится рациональное использование вычислительных ресурсов для малогабаритных и ресурсоограниченных платформ, построенных на программируемых интегральных схемах (ПЛИС) [6,7].

Алгоритм вычисления ВФН

В работе [8] предлагается использовать для совместного вычисления временных и частотных характеристик принимаемого ФКМ сигнала использовать способ, сочетающий непрерывное (на каждом шаге дискретизации) вычисление взаимной функции корреляции сигнала после синхронного детектора и спектральную обработку вариаций ВФК по сдвиговому времени посредством быстрого преобразования Фурье (БПФ). По пиковым значениям и вариациям ВФК определяются временная задержка и динамика ее изменения. По амплитудно-частотной характеристике вариаций ВФК находится частотный сдвиг, а направление движения объекта локации определяется исходя из динамики изменения временного сдвига. В данной работе представлен аппаратно-ориентированный алгоритм работы измерительной системы, работающий по описанному выше способу, на базе ПЛИС.

В соответствии с [8] функцию неопределенности ФКМ сигнала можно представить в виде:

$$Q(\theta, \nu) = \sum_{n=1}^N e^{-j(\varphi_n + 2\pi f_0 \gamma_n \Delta t_n)} \times k_n \int_0^T [X_n(t - \theta, \Delta t_n, \gamma_n) \times e^{j(2\pi \Delta f_n \gamma_n (\theta - t))}] \times S_0 e^{j2\pi(\Delta f_n - \nu)t} dt, \quad (1)$$

где $\varphi_n = 2\pi f_0 \gamma_n \Delta t_{0n}$ – мгновенная фаза n -ой составляющей принимаемого ФКМ сигнала X_n с временной задержкой Δt и частотным сдвигом ν в присутствии доплеровской деформации γ_n , имеющего несущую частоту f_0 , S_0 – опорный сигнал с периодом T .

Временные и частотные характеристики определяются по положению главных максимумов тела неопределенности, образованному в соответствии с (1), сосредоточенных в малых областях $\theta < \Delta t$ и $\nu \ll 1/T$ на плоскости (θ, ν) . При этом измеряемая временная задержка соответствует пиковым значениям распределения $Q(\theta, \nu)$ в его сечении плоскостями $\nu = \Delta f_n$. Если доплеровские частоты $\Delta f_n \ll 1/T$, то определение временной задержки сводится к вычислению функции корреляции.

$$K(\theta) = \sum_{n=1}^N k_n \int_0^T X_n(t - \theta, \Delta t_n, \gamma_n) S_0 dt. \quad (2)$$

В соответствии с [9] временная задержка сигнала определяется по расположению пиковых значений ВФК относительно верхних границ, периодически повторяющихся по сдвиговому времени θ интервалов T , что позволило отобразить алгоритм вычисления ВФК на параллельно работающие процессорные элементы, которые выполняют простые циклические повторяющиеся операции накопления под управлением опорного сигнала. Вычислительным ядром процессорного элемента является сумматор-вычитатель, является стандартным для большинства ПЛИС блоком, применение которого позволяет избавиться от операций умножения в вычислении ВФК, а также производить вычисление значений ВФК в темпе поступления данных от АЦП. Число процессорных элементов зависит от T , определяемого количеством символов модулирующей последовательности опорного сигнала. Точность определения временной задержки при отсутствии влияния эффекта Доплера определяется длительность символа опорной последовательности, равной периоду дискретизации.

Сдвиг частоты ν находится путем вычисления спектральной характеристики ВФН $Q(\theta, \nu = \Delta f)$ как функции сдвигового времени θ . Для этого в ВФН необходимо выделить связанные с эффектом Доплера вариации. Это можно сделать, если на каждом периоде T сдвигового времени θ принимать во внимание только средние за каждый из периодов T значения ВФК $K(\theta)$, т.е. вычислять в соответствии с [8]:

$$R(f) = \sum_{m=1}^H e^{-j(2\pi m(\frac{f}{f_r}))} \times \bar{K}(m), \quad (3)$$

где H – число принимаемых в расчет периодов T , m – порядковый номер периода. Из (3) следует, что доплеровские сдвиги Δf_n многокомпонентного сигнала $S(t)$ можно находить посредством быстрого преобразования Фурье в цифровом виде. Размерность БПФ подбирается, исходя из требуемой разрешающей способности и числа H взятых в расчет усредненных значений ВФК. Точность измерения частотного сдвига определяется значением $f_T/N_{\text{БПФ}}$.

Для уменьшения необходимых вычислительных ресурсов предлагается сократить количество требуемых разрядов для поворачивающихся коэффициентов до двух. Результат численного моделирования показал такой подход позволил сохранять точность вычисления. Разница между результатами вычисления БПФ с разрядностью коэффициентов 2 бита и 8 бит составляет 3,7 дБ. Применение распараллеливания операций вычисления, которое позволяет реализовать ПЛИС, получилось снизить количество необходимых умножителей до 4. Для повышения скорости работы и освобождения ОЗУ, доступного в ПЛИС, промежуточные вычисленные значения на стадиях БПФ предлагается хранить в массиве регистров.

На рис. представлен алгоритм определение временной задержки и частотного сдвига ФКМ сигнала по корреляционно-спектральному методу. Особенностью алгоритма является возможность непрерывного приема и обработки принимаемых сигналов с последующей коррекцией параметров временной задержки.

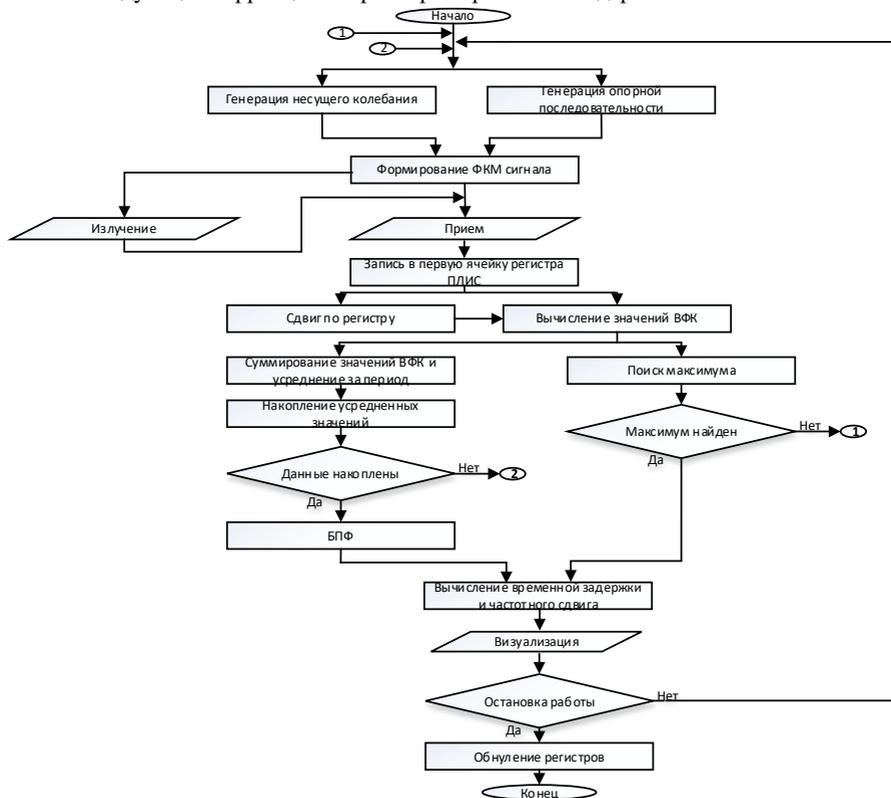


Рис.

Для оценки требуемых ресурсов ПЛИС при реализации предлагаемого алгоритма была написана программа на языке VHDL, проведены компиляция, имплементация,

анализ временных параметров и затраченных ресурсов. Результаты оценки используемых ресурсов ПЛИС Spartan 3-AN представлены в табл. Для формирования ФКМ сигнала с периодом следования 3.875 мс была использована M-последовательность с количеством символов 31, несущая частота 40 кГц, количество усредняемых периодов ВФК равнялось 32.

Табл.

Наименование ресурса	Используется	Доступные ресурсы	Загруженность, %
Число регистров	10828	11776	92
Число задействованных слоев	5632	5888	95
Число 4-входных LUT таблиц	11471	11776	97
Число блоков памяти	2	20	10
Число умножителей	4	20	20

Несмотря на значительную загруженность ПЛИС Spartan 3-AN удалось реализовать оба вычислительных ядра. Преимущество представленного алгоритма состоит в возможности измерения частотно-временного сдвига без перехода в режим поиска и без применения средств слежения, а также в возможности компактной аппаратной реализации с использованием программируемой логики, что особенно важно в малогабаритных и ресурсоограниченных системах.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Гантмахер В.Е., Быстров Н.Е., Чеботарев Д.В. Шумоподобные сигналы. Анализ, синтез, обработка. – СПб.: Наука и техника, 2005. 440 с.
- [2] Быстров, Р. П. Сравнительная оценка помехоустойчивости шумовых и импульсных РЛС / Р. П. Быстров, В. Е. Кузьмичев, Л. В. Федорова // Журнал радиоэлектроники. 2015. № 4. С. 2.
- [3] Levanon N. Radar signals / N. Levanon, E. Mozeson // J. Wiley & Sons, Inc New Jersey. 2004. 411 p.
- [4] Логинов А. А., Марычев Д. С., Морозов О. А., Фидельман В. Р. Алгоритм вычисления функции неопределенности в задаче одновременной оценки частотно-временных характеристик сигналов // Известия ВУЗов. Поволжский регион. Технические науки. 2013. №. 3 (27).
- [5] Liu F., Marcellin M.W., Goodman N.A., and Bilgin A. "Compressive Sampling for Detection of Frequency-Hopping Spread Spectrum Signals" // IEEE Transactions on Signal Processing. 2016. Vol. 64, No. 21. P. 5513.
- [6] Нестеренко, Н. В. Применение ПЛИС для построения вычислительных систем и их компонентов / Н. В. Нестеренко, В. В. Ересько, Ю. С. Яковлев // Математические машины и системы. 2016. №. 1. С. 3.
- [7] Галанина Н. А. Системы обработки сигналов на базе ПЛИС и цифровых сигнальных процессоров / Г. П. Охоткин, Н. Н. Иванова, А. Г. Алексеев // Вестник Чувашского университета. 2017. №. 3. С. 180.

- [8] Ширкаев А.В., Шкелев, Е. И. Совместное измерение частотного и временного сдвигов широкополосного сигнала в системах ближней локации // Радиотехника и электроника. 2020. Т. 65, №. 6. С. 595.
- [9] Ширкаев А.В., Шкелев Е.И. Корреляционный измеритель временной задержки на базе ПЛИС. // Успехи современной радиоэлектроники. 2018. №. 7. С. 64.

РАЗРАБОТКА МНОГОПОЛОСНЫХ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ МОЩНЫХ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.К. Бритенков¹⁾, С.Б. Захаров²⁾, Р.В. Травин^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Электрические эквиваленты мощных низкочастотных гидроакустических излучателей (НЧИ) используются для испытаний и настройки систем возбуждения на номинальной мощности (рис. 1).

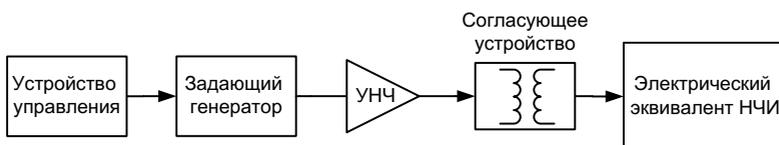


Рис.1

Уровень создаваемого излучателем звукового давления при заданной чувствительности накладывает особые требования на конструктивное устройство и изготовление электрических эквивалентов мощных НЧИ.

Согласование системы возбуждения и НЧИ – определяющий фактор оптимального режима работы мощного излучающего гидроакустического комплекса [1]. Как правило, НЧИ имеют сложные импедансные спектры, обусловленные наличием как механических, так и электрических резонансов, а также колебаний конструктивных элементов, что усложняет расчёт и моделирование электрического эквивалента.

Многополосные эквиваленты

Из-за многообразия физических процессов, происходящих при преобразовании электрической энергии сигнала в механические колебания окружающей среды, гидроакустический преобразователь, строго говоря, не может быть сведен к эквивалентной схеме в виде обобщённого электрического контура с одной резонансной (рабочей) полосой частот, как это традиционно принято в радиотехнике для совокупности связанных электрических контуров и набора реактивных элементов. Несмотря на то, что в рабочем диапазоне частот можно представить электрический эквивалент НЧИ в виде одиночного последовательного колебательного контура, большинство преобразователей имеют несколько резонансов.

Для создания модели многополосного электрического эквивалента излучателя логично использовать несколько независимых колебательных контуров. Введение резонансных цепей во вторичные обмотки нескольких трансформаторов обеспечивает гальваническую развязку колебательных систем и позволяет моделировать системы, имеющие сложные АЧХ.

Перестраиваемые эквиваленты НЧИ

Зависимость от глубины резонансной частоты и сопротивления излучению (рис. 2) требует перестройки резонансной частоты эквивалента.

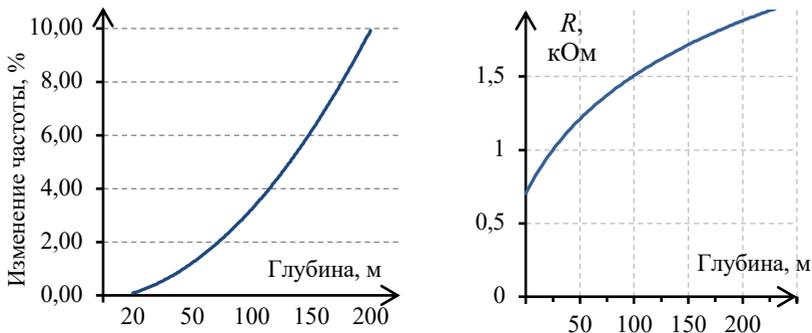


Рис. 2

Таким образом, для настройки системы возбуждения на номинальной мощности целесообразно использование электрического эквивалента с возможностью изменения параметров во время имитации излучения. Общепринятых способов построения такого устройства в литературе не описано, что связано с одной стороны, со спецификой разработок гидроакустических устройств, а с другой – высокими уровнями действующих напряжений и токов в цепях мощного НЧИ [2]. Тем не менее, управление резонансной частотой во время имитации излучения возможно при помощи способов, описанных в работах [3, 4].

Результаты моделирования

Для проверки соответствия параметров двухполосной схемы и определения возможности управления параметрами основного резонанса НЧИ проведено моделирование электрического эквивалента и оценка максимальных значений тока и напряжения в цепи эквивалента, реализованного с использованием схемы гиратора [4]. Гиратор, входящий в схему замещения НЧИ, выполнен по типовой схеме на базе операционного усилителя (ОУ) с коэффициентом усиления порядка 5×10^4 . Параметры навесных элементов в схеме гиратора выбраны в соответствии с характеристиками основной (рабочей) полосы частот НЧИ: параметры: $C=1$ мкФ, $R_1=350$ Ом, $R_2=20$ кОм, и соответствует индуктивности одиночного последовательного колебательного контура около $L=7$ Гн. Согласно модели, резонансная частота низкочастотного диапазона такого эквивалента находится в диапазоне от 300 до 325 Гц.

Для исследования импедансных характеристик на эквивалент подавался ЛЧМ-сигнал с частотой, нарастающей от 100 до 2000 Гц. На рис 3 приведены графики зависимости активного сопротивления модели электрического эквивалента НЧИ от частоты при имитации изменения резонансной частоты и добротности схемы замещения (путём вариации номинала резистивных элементов в схеме гиратора) в зависимости от глубины постановки НЧИ.

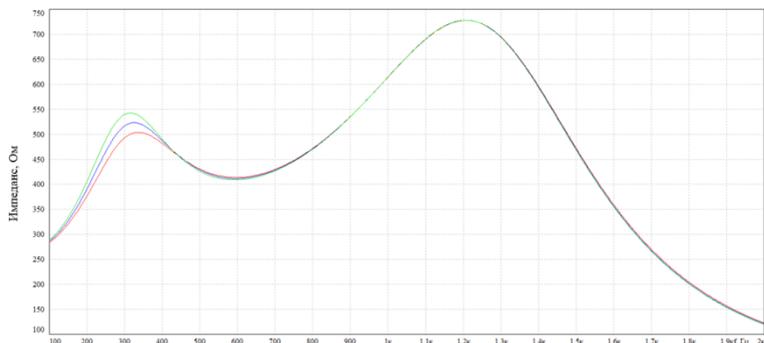


Рис. 3

Результаты моделирования излучения ЛЧМ-сигналов при помощи такого эквивалента соответствуют данным, полученным во время натуральных испытаний реальных образцов НЧИ в морских условиях, поскольку вариация резистивных элементов в цепи усилителя приводит к изменению добротности в рабочей полосе частот в пределах 5 %, а также резонансной частоты на 5-10%.

Высокий уровень электрической мощности в цепях НЧИ вызывает определенные сложности реализации такого управляемого эквивалента. Так, при амплитуде напряжения системы возбуждения на НЧИ (или его эквиваленте) 1,0 кВ амплитуда тока НЧИ достигает 0,7 А (рис. 4).

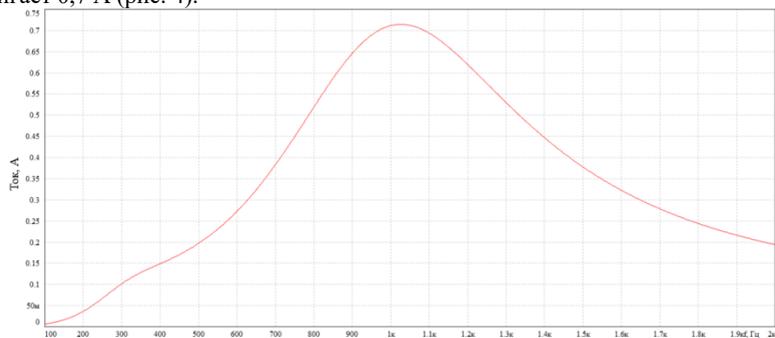


Рис. 4

С учетом использования в схеме эквивалента понижающего трансформатора [3] с коэффициентом трансформации 6:1, величина тока в выходной цепи ОУ гиратора не превышает 65 мА (рис. 5), а на входах ОУ находится практически на уровне его собственных шумов (2-5 пА).



Рис. 5

Поскольку для существующих ОУ (например, К140УД8А и К140УД22Б) ток по входу не должен превышать единицы нА, для реализации электронного аналога НЧИ при помощи гиратора необходимо введение в схему эквивалента дополнительных согласующих элементов, что требует специальных схемотехнических решений. Кроме этого, применение транзисторов в качестве управляющего элемента в цепи гиратора сопряжено с выбором рабочей точки, и подбором коэффициента трансформации понижающего трансформатора для обеспечения работы в допустимом диапазоне коммутируемых (выходных) напряжений.

Заключение

Эксперименты показали возможность моделирования сложных импедансных спектров управляемого эквивалента НЧИ. Гиратор на основе ОУ может заменить катушку индуктивности в схеме эквивалента, однако требует использования специальных устройств для его согласования по мощности в схеме замещения с прецизионными маломощными ОУ.

- [1] Britenkov A.K., Bogolybov B.N., Norkin M.S., Travin R.V., Zakharov S.B. // IEEE Xplore Digital Library. 2022. 08, November. P. 1.
- [2] Бритенков А.К., Боголюбов Б.Н., Фарфель В.А., Смирнов С.Ю., Круглов Н.Ю., Кушнерёв Д.Н. // Радиотехника. 2019. С. 129.
- [3] Бритенков 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.
- [4] Бритенков А.К., Захаров С.Б. // В кн.: Тр. XXV научной конференции по радиофизике. – Нижний Новгород: ННГУ, 2021. С. 243.

ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИМАЛЬНОГО АНТЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО ШУМА В МИМО-СИСТЕМЕ

В.В. Пархачёв, Е.А. Рыжкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В данной работе рассматривается увеличение скрытности передачи информации в беспроводной системе связи с помощью искусственного шума. Ранее, в [1], нами был рассмотрен способ распределения искусственного шума по пространственным подканалам и предложен алгоритм поиска оптимальных параметров искусственного шума. В данной работе рассматривается формирование антенного распределения искусственного шума.

Искусственный шум – это нормально распределённые сигналы, генерируемые передатчиком для ухудшения отношения сигнал/шум (ОСШ) на стороне перехватчика [2]. Скрытность передаваемой информации в данной работе характеризуется секретной ёмкостью (SC). Секретная ёмкость системы – это количество скрытно переданной информации, оно определяется как разность спектральных эффективностей (СЭ) каналов передатчик-легитимный приёмник и передатчик-нелегитимный приёмник (перехватчик) [3]:

$$SC = C_B - C_E \quad (1)$$

где C_B и C_E – СЭ каналов передатчик-легитимный приёмник и передатчик-перехватчик соответственно.

Беспроводная система связи с искусственным шумом

В работе рассмотрена беспроводная система связи, состоящая из трёх пользователей: передатчика (Алисы) с M антеннами, приёмника (Боба) с N антеннами и пассивного перехватчика (Евы) с N' антеннами (рис. 1).

Для передачи информации в рэлеевском канале связи Алиса и Боб используют МИМО-систему с обратной связью и пространственным кодированием. Помимо полезного сигнала, Алиса передаёт искусственный шум, который она формирует, используя часть доступной ей мощности.

Схема кодирования искусственного шума, распределённого по антеннам, представлена на рис. 2. Для антенного

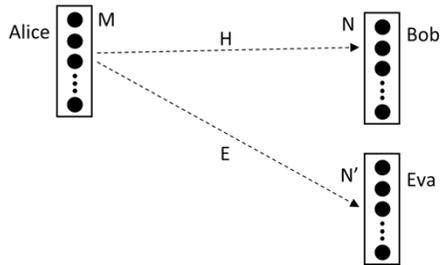


Рис. 1

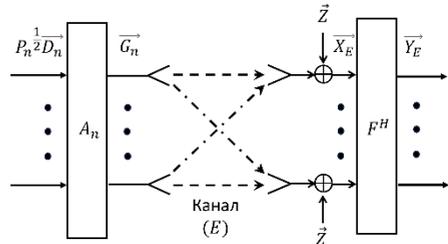


Рис. 2

распределения шумового сигнала были получены требования к шумовой кодирующей матрице A_n :

- 1) матрица A_n должна быть квадратной и иметь размерность $(M \times M)$;
- 2) матрица A_n должна быть унитарной (так как она не должна менять энергию передаваемого сигнала).

Таким образом, на стороне передатчика полезный сигнал распределяется по K пространственным подканалам, а шумовой – по M антеннам.

Для данной системы, используя СЭ ММО-системы с обратной связью [4-5], ранее в [1] нами была получена формула расчёта SC для системы с искусственным шумом. В данной работе зависимость обобщена для произвольной декодирующей матрицы перехватчика:

$$SC = \log_2 \left(\det \left(I_K + \frac{P_s \Lambda}{P_n \Lambda + \sigma_B^2 I_K} \right) \right) - \log_2 \left(\det \left(I_{N'} + \frac{F^H E A_s P_s A_s^H E^H F}{F^H E A_n P_n A_n^H E^H F + \sigma_E^2 F^H F} \right) \right), \quad (2)$$

где A_s и A_n – матрицы с размерами $(M \times K)$ и $(M \times M)$, состоящие из весовых векторов кодеров полезного и шумового сигналов;

P_s и P_n – диагональные матрицы с размерами $(K \times K)$ и $(M \times M)$, состоящие из мощностей полезного и шумового сигналов, распределённых по пространственным подканалам и антеннам соответственно;

Λ – диагональная матрица с размером $(K \times K)$, состоящая из собственных чисел матрицы HH^H или $H^H H$;

H и E – каналные матрицы с размерами $(N \times M)$ и $(N' \times M)$ каналов Алиса-Боб и Алиса-Ева соответственно;

F^H – матрица декодера Евы с размером $(M \times N')$;

σ_B^2 и σ_E^2 – средние мощности шума в каналах Алиса-Боб и Алиса-Ева соответственно;

I_K и $I_{N'}$ – единичные матрицы с размерами $(K \times K)$ и $(N' \times N')$ соответственно;

$()^H$ – эрмитово сопряжение.

Формула (2) получена в общем виде: для произвольного количества антенн Алисы, Боба и Евы, а также произвольной кодирующей матрицы искусственного шума A_n и произвольной матрицы декодера Евы F^H .

Оптимальное антенное распределение искусственного шума

Максимального значения SC можно достичь при оптимальном распределении мощностей полезного и шумового сигнала по подканалам и антеннам соответственно, а также при формировании оптимальной кодирующей матрицы шума. В [1] нами был предложен алгоритм поиска оптимальных распределений мощностей и формирования оптимальной кодирующей матрицы шума для случаев с известной и неизвестной каналной матрицей перехватчика. В данной работе рассмотрен случай с известной каналной матрицей, но для ситуации с антенным распределением искусственного шума.

В качестве результатов моделирования берутся максимумы целевой функции, представленной формулой (2), где параметрами оптимизации являются мощности полезного $p_{s1}, p_{s2}, \dots, p_{sK}$ и шумового $p_{n1}, p_{n2}, \dots, p_{nM}$ сигналов, которые формируют

матрицы P_s и P_n , а также комплексные элементы a_{11}, \dots, a_{MM} кодирующей матрицы шума A_n . В результате получаем зависимость SC системы от отношения сигнал/шум (при аддитивном белом гауссовском шуме).

Моделирование работы системы

В данной работе задача оптимизации была решена для частного случая системы, где Алиса, Боб и Ева имеют по две антенны. Со следующими ограничениями на мощности передаваемых сигналов: $0 \leq p_{s1}, p_{s2}, p_{n1}, p_{n2} \leq 1$ и $p_{s1} + p_{s2} + p_{n1} + p_{n2} = 1$.

Полученный результат представлен на Рис. 3 (красный график). Для сравнения на рисунке также представлены ранее полученные нами в [1] зависимости для системы без искусственного шума (зелёный график) и для системы с распределением искусственного шума по пространственным подканалам системы.

Видно, что антенное распределение искусственного шума позволяет передавать большее количество информации скрытно от перехватчика, чем распределение по пространственным подканалам. Также видно, что в случае антенного распределения шума скорость роста SC на графике сначала увеличивается, а потом становится постоянной, а в случае распределения по подканалам она замедляется с ростом ОСШ. Что дополнительно свидетельствует в пользу большей эффективности антенного распределения шума по сравнению с распределением по пространственным подканалам.

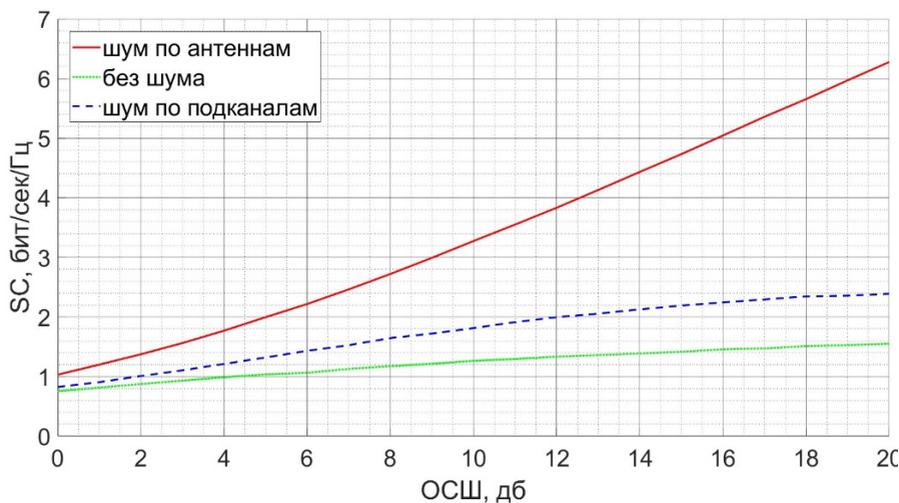


Рис. 3

Полученные результаты

В ходе данных исследований был рассмотрен способ антенного распределения искусственного шума с целью увеличения SC беспроводной системы связи. В данной работе были определены требования к кодирующей матрице шума, а также

про моделирована работа системы с оптимальным распределением искусственного шума по антеннам при известной канальной матрице перехватчика. Для этого случая получена и проанализирована зависимость SC системы от ОСШ. Так же решена задача оптимизации с ограничением, где параметры оптимизации – мощности полезного и шумового сигнала в подканалах и антеннах передатчика, а также элементы кодирующей матрицы шума.

Получены следующие результаты:

- кодирующая матрица шума A_n должна быть унитарной;
- распределение искусственного шума по антеннам позволяет достигнуть большей SC системы, чем распределение по подканалам, то есть позволяет передавать большее количество информации скрытно;
- при распределении шума по подканалам скорость роста SC системы замедляется с ростом ОСШ, при распределении шума по антеннам – скорость сначала увеличивается, затем становится постоянной (при ОСШ в дБ).

В качестве дальнейших исследований планируется рассмотреть случай системы с неизвестной матрицей перехватчика, а также проанализировать зависимость элементов оптимальной кодирующей матрицы шума A_n от канальных матриц системы передачи.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Пархачёв В.В., Рыжкова Е.А. // В кн: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 15-25 мая 2023г./ Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 290.
- [2] Ruoheng L., Wide T. Securing Wireless Communications at the Physical Layer – New York: Springer Science+Business Media, 2010. P. 19.
- [3] Marco B., Stefano T., Physical and Data-Link Security Techniques for Future Communication Systems – New York: Springer International Publishing Switzerland, 2016. P. 1.
- [4] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи. – Нижний Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, с. 368.
- [5] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Адаптивная пространственная обработка сигналов в системах беспроводной связи. – Нижний Новгород: Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2006, с. 99.

МОБИЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ШУМОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДИОДОВ С P-N ПЕРЕХОДОМ И БАРЬЕРОМ ШОТТКИ

А.В. Клюев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из направлений, активно развиваемых в последние годы, является использование низкочастотного шумового анализа в качестве неразрушающего метода диагностики качества структуры полупроводниковых приборов. В настоящей работе описывается структура мобильного комплекса для измерения и последующего анализа низкочастотных шумов полупроводниковых приборов [1]. Данный комплекс предназначен для проведения измерений в экранированных от внешних электромагнитных помех помещениях, а также в полевых условиях. Подобные возможности достигаются за счёт того, что комплекс функционирует от аккумуляторных батарей (в частности, может работать от бортовой сети автомобиля), обеспечивающих достаточный период автономной работы, и обладает массогабаритными характеристиками, позволяющими осуществлять транспортировку силами одного человека.

Блок-схема комплекса представлена на рис. 1. Мобильный комплекс состоит из экранированного от внешних электромагнитных помех блока, в который помещается исследуемый образец. В состав комплекса также входят предварительный усилитель напряжения, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и персональный компьютер (ноутбук).

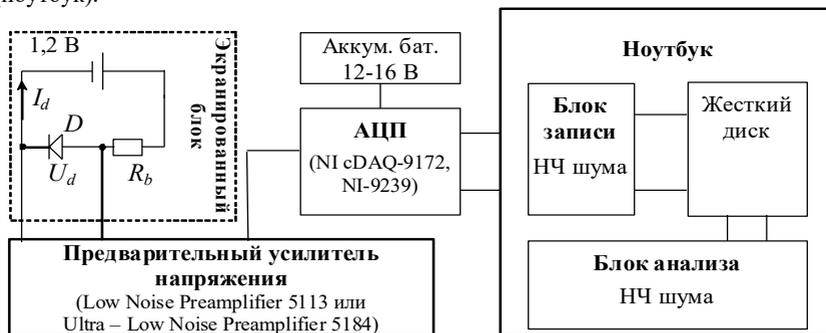


Рис. 1

В предлагаемом комплексе низкочастотный шум диода исследуется путём анализа шумового напряжения, выделяющегося при протекании постоянного тока. Вариация тока осуществляется с помощью блока добавочных сопротивлений. Для эффективного использования АЦП шумовое напряжение усиливается предварительным малошумящим усилителем напряжения Low Noise Preamplifier 5113 (и в случае необходимости Ultra – Low Noise Preamplifier 5184). Питание предварительных усилителей может осуществляться от интегрированных в их корпуса собственных аккумуляторных батарей.

Усиленное шумовое напряжение оцифровывается с помощью двух модулей: NI-9239 и NI cDAQ-9172. Непосредственно АЦП располагается в плате аналогового

ввода данных NI-9239, которая, в свою очередь, размещается в многофункциональном шасси NI cDAQ-9172, обеспечивающим передачу данных на вход ноутбука. Для записи и последующей обработки оцифрованных данных применяется разработанный на языке программирования LabVIEW программный комплекс.

Основные характеристики мобильного комплекса:

Массогабаритные характеристики

1. Вес с учётом ноутбука и аккумуляторных батарей не превышает 20 кг.
2. Конструктивно установка без ноутбука размещается в кейсе с размерами $400 \times 300 \times 150$ мм.

Параметры энергопотребления

1. Питание установки осуществляется от аккумуляторных батарей 12 В.
2. Период автономной работы установки ограничивается временем функционирования ноутбука в режиме “питания от батарей”.

Частотные характеристики

1. Частотный диапазон работы от 1 Гц до 25 кГц.
2. Собственный шум установки на частоте 1 кГц не превышает $850 \text{ пВ/Гц}^{1/2}$.

Рассмотрим функциональные возможности программного комплекса анализа данных.

Блок анализа представляет собой программный комплекс ADSViewer для обработки данных, записанных с помощью плат, входящих в состав мобильного комплекса. Этот блок позволяет анализировать следующие статистические характеристики шума:

- осциллограмма, гистограмма;
- значения первых четырех кумулянтов (среднее, дисперсия, коэффициенты асимметрии и эксцесса);
- спектральная плотность мощности, биспектр, функция бикогерентности, и параметры их формы.

Для последующей обработки полученной информации о статистических характеристиках шума в блоке предусмотрена возможность сохранения массива данных в текстовом формате.

Просмотр осциллограммы шума осуществляется на закладке “Realization”. Здесь предусмотрен пошаговый просмотр “Show Realization Step by step” и просмотр реализации целиком: “Show Realization”. Доступна лупа для детального исследования осциллограммы.

Спектральный анализ проводится с помощью закладки “Spectrum”. Здесь присутствуют вспомогательные элементы: лупа и курсор для детального исследования спектра, настраиваемые шкалы и т. п.

В программном комплексе параметр формы спектра, характеризующий “наклон” спектра, определяется по участку кривой, ограниченному вертикальными курсорами, которые могут быть выставлены изменением значений частоты в соответствующих полях ввода, либо при использовании “мыши”.

Одним из методов исследования шума, в частности его негауссовости, является оценка одномоментных статистических характеристик, таких как гистограмма и кумулянты. Метод заключается в выявлении негауссовости по виду гистограммы, а также оцениванием отличия старших кумулянтов от нуля.

Анализ статистических характеристик шума осуществляется на вкладке “Histogram”. Если исследуемый шум имеет одномерную функцию распределения гауссова вида, то, в так называемых, гауссовых координатах, эта функция имеет вид двух биссектрис в третьем и четвертом квадрантах. Таким образом, если шум гауссов, то результаты вычисления гистограммы рассеяны вдоль указанных биссектрис, соответствующих гауссову распределению.

Измерение гистограммы используется в качестве оценки плотности вероятности шума. Одновременно, с построением гистограммы, рассчитываются такие статистические характеристики как среднее, стандартное отклонение от среднего, коэффициенты асимметрии и эксцесса.

В добавление к спектральному анализу, в анализаторе предусмотрена возможность исследования биспектра.

В программном анализаторе реализована возможность вычисления реальной и мнимой части биспектра, его модуля и бифазы.

В программном комплексе предусмотрен просмотр диагонального сечения абсолютного значения биспектра оцифрованного шумового напряжения.

Тестирование установки проводилось путём измерения низкочастотного шума резисторов различного номинала, от 10 кОм до 1 МОм, и сопоставления полученных оценок с теоретическим значением спектральной плотности мощности теплового шума, рассчитанной по формуле Найквиста. В частности, результаты измерения для резистора 40 кОм показаны на рис. 2 (кривая 1); спектр измерялся с использованием предварительного усилителя Ultra – Low Noise Preamplifier 5184. Значение измеренного спектра удовлетворительно согласуется с формулой Найквиста ($S_v \approx 7 \cdot 10^{-16} \text{ В}^2/\text{Гц}$). Собственные шумы установки с предварительными усилителями Low Noise Preamplifier 5113 (кривая 2) и Ultra – Low Noise Preamplifier 5184 (кривая 3) также показаны на рис. 2. Использование предварительного усилителя Low Noise Preamplifier 5113, обладающего большим шумовым сопротивлением, к существенным изменениям характерного уровня спектра не привело. Длительность записи временной реализации при получении приведенных выше экспериментальных данных составила 200 секунд при частоте дискретизации 50 кГц, что обеспечило возможность измерения спектра в диапазоне от 1 Гц до 20 кГц с точностью до 5 % (размер Фурье-преобразования $2^{14}=16384$ точек, количество усреднений 300).

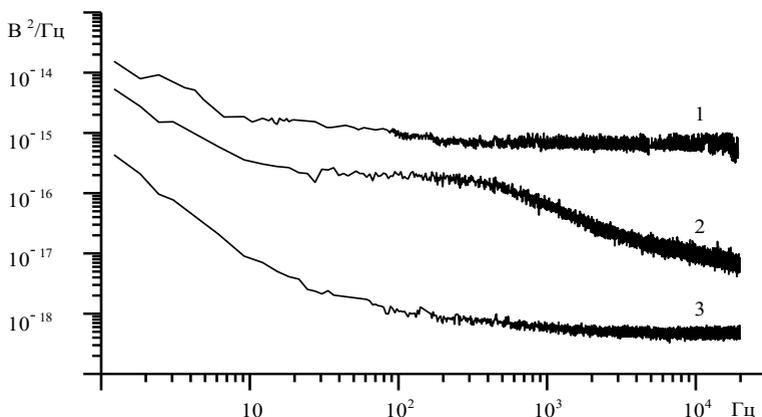


Рис. 2

Конструктивные решения и подходы, заложенные при разработке мобильного комплекса, позволили проводить измерения низкочастотных шумов полупроводниковых приборов [2]–[8] в специализированных помещениях, экранированных от внешних электромагнитных помех, а также в полевых условиях.

Проведенные с помощью программного комплекса ADSViewer исследования показали возможность эффективного контроля и изучения шумовых процессов в полупроводниковых приборах в полосе частот от 1 Гц до 20 кГц.

- [1] Шмелев Е.И., Клюев А.В., Якимов А.В. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2009. № 5. С. 81.
- [2] Беляков А.В., Клюев А.В., Якимов А.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 2. С. 149.
- [3] Klyuev A.V., Shmelev E.I., Yakimov A.V. // Fluctuation and Noise Letters. 2012. Vol. 11, No. 2. 1250015 (11 pages). DOI: 10.1142/S0219477512500150.
- [4] Klyuev A.V., Yakimov A.V. // Physica B: Condensed Matter. 2014. Vol. 440. P. 145. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physb.2014.01.021>.
- [5] Klyuev A.V., Shmelev E. I., Yakimov A.V. // Fluctuation and Noise Letters. 2014. Vol. 1, No. 1. 1450003 (16 pages). DOI: 10.1142/S0219477514500035.
- [6] Klyuev A.V., Yakimov A.V., Zhukova I.S. // Fluctuation and Noise Letters. 2015. Vol. 14, No. 3. 1550029 (12 pages). DOI: 10.1142/S0219477515500297.
- [7] Клюев А.В. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2011. № 3. С. 20.
- [8] Клюев А.В. // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. № 3. С. 13.

ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМНЫЕ ВОПРОСЫ СОЗДАНИЯ ПРОГРАММНОГО МОДУЛЯ СТЕНДА ИМИТАЦИИ ВОЗДУШНОЙ ОБСТАНОВКИ

Ю.А. Паршукова, Д.А. Пальгубев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В современных условиях является актуальным совершенствование и повышение эффективности системы контроля воздушной обстановки, которая предназначена для сбора данных, анализа информации и принятия решений в режиме реального времени. При разработке и отладке таких систем широко применяются различные стенды имитации. Требования к таким стендам по имитации реальной воздушной обстановки достаточно высоки. Проблемы по созданию подобных программно-аппаратных систем в основном состоят в нехватке вычислительной мощности для обеспечения расчетов в режиме реального времени. Один из эффективных методов решения данных проблем состоит в оптимизации процессов и использования алгоритмов, которые снижают требования к объему вычислений.

Основные проблемные вопросы при создании программно-аппаратных комплексов имитации воздушной обстановки

Для гарантированного обеспечения безопасности в воздушно-космическом пространстве необходимо иметь эффективную систему разведки и предупреждения о воздушной обстановке. Своевременность поступающей информации определяется быстродействием действующей системы обработки информации, а достоверность характеризуется обобщенными показателями качества радиолокационной системы и, в целом, интегральным показателем информационных потерь. Однако, для обеспечения полной эффективности таких систем необходимо учитывать суммарные объемы передаваемых и обрабатываемых данных.

Кроме того, качество получаемых данных от радиолокационных станций (РЛС) зависит от их пространственного расположения. Правильный выбор мест локации РЛС позволяет получать более эффективную радиолокационную информацию (РЛИ) о воздушных объектах, способствующую своевременному обнаружению, сопровождению и распознаванию, что влечет за собой повышение эффективности системы контроля воздушного пространства в целом.

Имитация пространственного расположения РЛС является одной из важных задач программного модуля стенда имитации воздушной обстановки. От пространственного расположения РЛС и, соответственно, взаимного пересечения их зон обзора существенным образом зависит объем вычислений при создании имитационной обстановки.

Сейчас идет разработка новой системы – системы сетевой обработки. Для отладки программного обеспечения сетевой обработки требуется стенд имитации воздушной обстановки, который повторяет работу реальных радиолокационных систем, РЛС располагаются в пространстве, разных типов, с разными зонами и периодами обзора.

Имеющийся в данный момент модуль стенда воздушной обстановки построен по следующему принципу: имеются опорные точки трасс, в каждом промежутке которых с помощью интерполяции строятся дополнительные 500 точек. Заранее требуется

расставить радиолокационные станции, задав все их параметры. При сохранении сценария осуществляется обработка данных, занимающая достаточно большое количество времени. При запуске сценария происходит отправка необходимых данных в расчетные моменты времени обзора РЛС на дальнейшую обработку.

Главная проблема заключается в обработке большого количества информации. Для каждого радара необходимо проверять в каждый момент времени не пересекает ли его азимут обзора какую-либо из траекторий воздушных объектов. При достаточном количестве РЛС и числу воздушных объектов, сопоставимых с реальными объемами объектов в сценарии, количество расчетов будет приводить к длительному периоду ожидания обработки данных. Например, для одной РЛС и двух траекторий движения воздушного объекта требуется около 5 минут.

Кроме того, в имеющемся программно-аппаратном комплексе имеются следующие особенности:

- нет возможности отключения РЛС после запуска сценария;
- стенд имитации способен работать только с РЛС с круговыми зонами обзора;
- данные о траекториях объектов хранятся как файлы размером 30 Мегабайт для одной траектории воздушного объекта, где количество точек неравномерно распределено по времени.

Анализ данных особенностей показывает, что для новых исходных данных (большое количество РЛС и траекторий воздушных объектов, секторные зоны обзора и т.п.), необходима разработка программно-аппаратного комплекса имитации воздушной обстановки с обновленными алгоритмами.

Концепция и основные алгоритмы программного модуля имитации воздушной обстановки для стенда имитации воздушной обстановки, решающего выявленные проблемы

Для решения вышеизложенных проблем были предложены новые алгоритмы для создания более оптимального программно-аппаратного комплекса имитации воздушной обстановки. Одно из решений для сокращения времени обработки информации состоит в заранее определяющем факторе пересечения воздушным объектом зоны обзора РЛС. Если траектория воздушного объекта на протяжении сценария не попадает в зону обзора радара, то с начала до конца текущих расчетов нет необходимости подготавливать и обрабатывать данные по этой траектории для конкретного радара в течение этого сценария.

Следующий пункт, уменьшающий время обработки информации, состоит в том, чтобы информация об воздушных объектах хранилась в более согласованном виде для каждого объекта. Вместо того, чтобы хранить излишне большие массивы с данными, как в прошлой версии программного модуля, предлагается запоминать лишь опорные точки каждой трассы. И при необходимости, то есть, когда опорные точки трасс располагаются в зоне обзора РЛС, заносить их в отдельную таблицу, в которой далее с помощью интерполяции рассчитывать дополнительные точки. Тогда количество обрабатываемой информации уменьшится и не будет почти идентичных данных для каждой РЛС по каждой трассе. Новый алгоритм обработки данных можно представить на укрупненной схеме рис. 1.



Рис. 1

В новой системе имитации предполагается сделать возможность выбора типа зоны обзора РЛС (круговая или секторная), для задания секторной зоны обзора задается бисектриса зоны и размеры угла обзора РЛС.

Схема взаимодействия программных модулей в программно-аппаратном комплексе имеет вид, показанный на рис. 2.

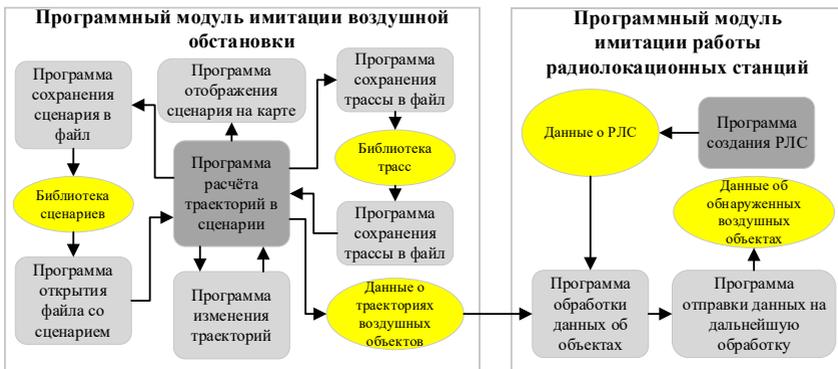


Рис. 2

Программно-аппаратного комплекс имитации воздушной обстановки состоит из двух программных модулей (ПМ): ПМ имитации воздушной обстановки (предназначен для создания сценариев движения воздушных объектов) и ПМ имитации работы радиолокационных станций (пространственная расстановка РЛС, задание параметров РЛС и обработка данных сценария в соответствии с работой станций).

Для включения и выключения радиолокационных станций во время сценария предусмотрено следующее: при включении РЛС в заранее не определенные моменты времени, программа будет рассчитывать в режиме реального времени новые данные, необходимые для отправки на дальнейшую обработку стенда. При неавтоматическом выключении станции, данные будут блокироваться и не отправляться. То есть при отправке данных будет осуществляться проверка, работает ли каждый из радаров.

Выводы

В целях усовершенствования программного обеспечения стенда имитации воздушной обстановки в новых условиях (пространственное расположение большого количества РЛС, круговой и секторный обзор, требования по уменьшению времени расчета исходных данных и их объема) были предложены варианты решения указанных задач. В частности, новые алгоритмы расчета исходных данных, более оптимальный алгоритм хранения информации о траекториях, новые возможности при имитации работы РЛС.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Пальгуев Д. А. Сочетание алгоритмов обработки информации и структуры информационной системы как инструмент построения информационной системы сетевой структуры // Радиопромышленность. 2021. Т. 31, №. 2. С. 49.
- [2] Марголис Н.Ю. Имитационное моделирование: учеб. пособие. – Томск: Издательский Дом Томского государственного университета, 2015. 130 с.
- [3] Эльберг М. С. Имитационное моделирование: учеб. пособие / М. С. Эльберг, Н. С. Цыганков. – Красноярск: Сиб. федер. ун-т, 2017. 128 с.
- [4] Пальгуев Д.А. Сравнительная оценка эффективности информационных систем иерархической и сетевой структуры на основе энтропийного подхода / Д.А. Пальгуев // Журнал РТС, раздел «Радиотехнические и телекоммуникационные системы. 2020. №. 1. С. 15.

ОСОБЕННОСТИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КООРДИНАТ В ПРОГРАММНО-АППАРАТНОМ КОМПЛЕКСЕ СТЕНДА ИМИТАЦИИ ВОЗДУШНОЙ ОБСТАНОВКИ

Н.И. Сурков, Д.А. Пальгуев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

При построении многопозиционной радиолокационной системы с пространственно-разнесенными некогерентными радиолокационными станциями (РЛС), необходимо учитывать особенности преобразования данных о точках стояния РЛС, пункта обработки (сервера), и данных о воздушных объектах (ВО), передаваемых в разных системах координат. В программно-аппаратном комплексе стенда имитации воздушной обстановки при пересчетах координат, начиная от момента имитации трассы воздушного объекта и заканчивая ее отображением, в некоторых случаях могут возникнуть проблемы в пересчете координат из одной систем в другую, а также в определении расстояния между точками.

Особенности преобразования координат в программно-аппаратном комплексе имитации воздушной обстановки

Для обмена данными между программными модулями используются 34-я (информация о РЛС) [1] и модифицированная собственными полями 48-я (информация о воздушном объекте) [1] категории протокола ASTERIX.

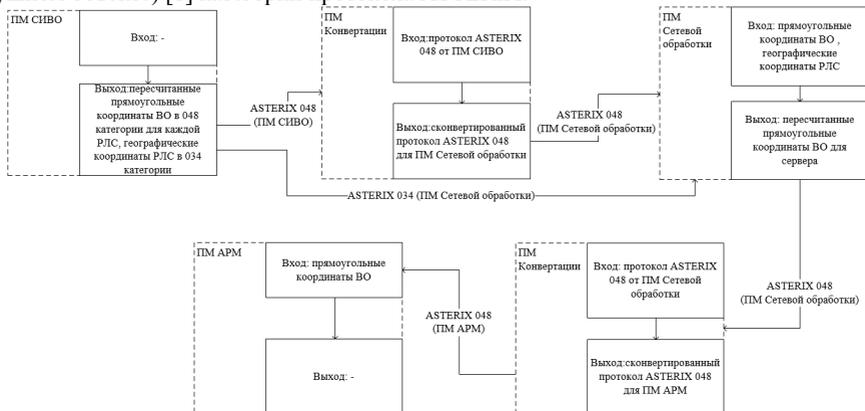


Рис. 1

В программном модуле (ПМ) стенда имитации воздушной обстановки (СИВО) создается трасса, координаты контрольных точек которой в прямоугольной системе координат. За ноль берется отдельно задаваемая точка в географических координатах. При активации РЛС отправляется пакет протокола ASTERIX категории 034 на ПМ Сетевой обработки для передачи данных о своих параметрах. Во время работы РЛС происходит пересчет прямоугольных координат под свои точки стояния. При обнаружении

воздушного объекта обрабатывается информация о нем и отправляется в пакете протокола ASTERIX категории 048 на ПМ Конвертации с данными о цели.

ПМ Конвертации: конвертация полей протокола от одного программного модуля для другого. Это позволяет, не меняя выходных данных, используя разные конвертеры, передавать данные корректно на другие программные модули.

ПМ Сетевой обработки: при получении пакета протокола ASTERIX категории 034, вычисляются коэффициенты пересчета для каждой РЛС на основе географических координат точек стояния сервера и РЛС. После чего применяются на прямоугольных координатах воздушных объектов из пакета протокола ASTERIX категории 048. Затем пересчитанные прямоугольные координаты и прочие данные о воздушном объекте обрабатываются согласно алгоритмам сервера.

ПМ Автоматизированного рабочего места (АРМ): отображение данных.

Проблемы преобразования координат

Если РЛС выдают в пункт обработки свои точки стояния в географических координатах, а потребителям нужны результаты объединения радиолокационной информации в прямоугольной системе, включая расстояние, то необходимы преобразования.

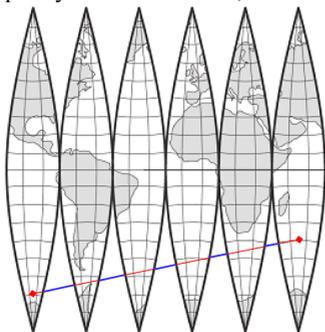


Рис. 2

Согласно ГОСТ 32453-2017 [3] для получения плоских прямоугольных координат в принятой на территории Российской Федерации проекции Гаусса-Крюгера используют геодезические координаты на референц-эллипсоиде Красовского, применяемого в странах СНГ, Европе. Однако просто рассчитать расстояние измерив прямую от точки до точки не получится. Из-за особенности проекции Гаусса-Крюгера, деления поверхности Земли на 6-ти градусные зоны и расположения их на плоскости, имеются “пустоты”, которые так же будут учитываться (рис. 2, синие линии) и искажать результат. Что бы этого избежать необходимо делать пересчет координат для каждой из зон [4], которые расположены на пути.

Рассчитаем дальность между точками стояния сервера и РЛС. Однако формула Евклидова расстояния $d = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ с использованием пространственных координат не даст истинного значения, поскольку такое расстояние будет идти сквозь землю напрямую (рис. 3, синяя линия). Воспользуемся алгоритмом Винсенти [5], который выполняет вычисление расстояния между двумя точками географическими координатами на поверхности земного эллипсоида по кратчайшему пути (рис. 3, красная линия).

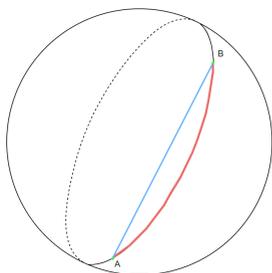


Рис. 3

Моделирование с целью проверки ошибки перевода координат и вычисления расстояния

- 1) Для тестирования возьмем географические координаты на эллипсоиде Красовского, после подстановки данных в формулы, описанные выше, получаем прямоугольные плоские координаты. Для изучения точности пересчета переведем полученный результат обратно в географические координаты и во второй раз преобразуем в прямоугольные. Таким образом, из-за нелинейности формул погрешность составляет порядка 0,0001 м.
- 2) Оценка точности перевычислений координат из одной зоны Гаусса-Крюгера в другую: выберем начальную точку в географических координатах и пересчитаем в плоские прямоугольные. Выбранная точка в 13 зоне. Пересчитаем для 12 зоны плоские прямоугольные координаты. Затем в географические и снова в плоские прямоугольные 13 зоны. Погрешность составляет порядка 1м.
- 3) Проведем сравнение влияния величины расстояния между точками на ошибку вычисления по разным алгоритмам. Начальная точка 56.29866; 43.98165 (4 корпус ННГУ)

Табл.

Координаты второй точки, град	Расстояние на проекции Гаусса-Крюгера, м	Алгоритм Винсенти, м	Евклидово расстояние, м	Разница между	
				Проекцией Гаусса-Крюгера и алгоритмом Винсенти, м	Алгоритмом Винсенти и Евклидовым расстоянием, м
56.32155 43.94827 (Московский вокзал, г. Нижний Новгород)	3293.649	3293.484	3281.364	0.165	12.120
56.22833 43.45601 (Дзержинский вокзал)	33497.440	33494.815	33435.132	2.625	59.683
55.77328 37.65638 (Казанский вокзал, г. Москва)	398749.263	398458.992	397500.716	290.272	958.276
54.9559 73.31769 (Аэродром, Омск)	1846782.018	1839905.486	1829380.068	6876.532	10525.418

43.11125 131.8815 (Морской вокзал, г. Владивосток)	6199381.351	6056398.297	5832291.893	142983.054	224106.404
--	-------------	-------------	-------------	------------	------------

Выводы

Для решения задач корректного преобразования координат на стенде имитации воздушной обстановки, были подобраны и протестированы формулы пересчета координат из географических на эллипсоиде Красовского в прямоугольную плоскую систему. Погрешность преобразования для одной точки составляет не более 0.0001 м. А также метод пересчета из одной зоны в другую для проекции Гаусса-Крюгера, погрешность составляет порядка 1 метра. Ошибка вычисления формулы евклидова расстояния на пространственных координатах истинным значением существенно расходится даже на малых расстояниях. Следовательно, между РЛС в МПРЛС, а также между координатами ВО и РЛС, переданные в географической системе координат, неприменимы формулы евклидова расстояния.

Для расчетов координат воздушных объектов и расстояния для того, чтобы уменьшить максимально ошибку вычислений необходимо в пределах 1, максимум 2 зон проекции Гаусса-Крюгера использовать прямоугольную систему координат и формулы Гаусса-Крюгера, все что дальше этого рассчитывать в географических по алгоритму Винсентти.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] EUROCONTROL/ Информационный ресурс https://www.eurocontrol.int/library/search?keywords=ASTERIX&sort_by=search_api_relevance (дата обращения 27.04.2024).
- [2] Закатов П.С., Курс высшей геодезии / П.С. Закатов. - 4-е изд., перераб. и доп. - Москва: Недра, 1976. 511 с.
- [3] ГОСТ 32453-2017 / База ГОСТов / Информационный ресурс https://rosgos.ru/file/gost/07/040/gost_32453-2017.pdf (дата обращения 27.04.2024).
- [4] Сидоркин И.В. Таблицы для перевычисления координат из одной зоны в другую / И.В. Сидоркин, В. Я. Зверев. - Москва: Воениздат, 1968. 23 с.
- [5] Geocentric Datum of Australia Technical Manualv2.3. ICSM-ISBN0-9579951-0-5. / Информационный ресурс <http://www.icsm.gov.au/gda/gdatm/gdav2.3.pdf> (дата обращения 27.04.2024).
- [6] Пальгуйев Д.А. Сочетание алгоритмов обработки информации и структуры информационной системы как инструмент построения информационной системы сетевой структуры // Радиопромышленность. 2021. Т. 31, №. 2. С. 49.
- [7] Побединский Г.Г. Системы координат в геодезии и их связи: учеб. пособие / Г.Г. Побединский. - Н. Новгород: ННГАСУ, 2023. 144 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТЕПЕНИ КОГЕРЕНТНОСТИ ДИСКРЕТНО-КВАНТОВАННЫХ РАДИОСИГНАЛОВ

А.М. Королев, А.Е. Тимофеев

АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

В приемных устройствах используются аналого-цифровые преобразователи (АЦП), которые преобразуют непрерывный входной сигнал в сигнал, дискретный по времени и квантованный по амплитуде. В процессе дискретизации и квантования непрерывный сигнал неизбежно будет искажаться, так как возникают шумы квантования, а увеличение шума приводит к изменению когерентности сигнала.

В работе [1] был предложен метод селекции имитирующих сигналподобных радиопомех, основанный на оценке когерентных свойств радиолокационных сигналов. Метод применим для систем с внутренней когерентностью – таких систем, которые подразумевают знание закономерности фазовой структуры излучаемого и отражённого сигналов. В качестве меры когерентности сигналов предлагается использовать энтропию распределения энергии сигнала по собственным подпространствам его выборочной корреляционной матрицы.

В работе [2] рассматривалась энтропия непрерывного зашумленного сигнала с флуктуациями частоты, фазы. В результате была показана зависимость энтропии от отношения сигнал шум (ОСШ) для различных значений дисперсий гауссовых флуктуаций фазы и частоты.

В работе [3] рассматривались факторы, влияющие на степень когерентности, а также были показаны результаты натурального эксперимента по селекции имитирующих сигналподобных помех, было показано отличие значения энтропии для сигналов, отраженных от реальных целей, и для сигналов имитатора.

В данной работе целью стало исследование степени когерентности дискретно-квантованного сигнала в виде энтропии распределения сигнала по собственным подпространствам его выборочной корреляционной матрицы.

Рассмотрим методику, по которой будет проводиться моделирование энтропии дискретно-квантованного радиосигнала. Пусть на вход идеального АЦП радиолокационной системы поступает сигнал в виде аддитивной смеси детерминированного сигнала и гауссового белого шума. Модель идеального АЦП учитывает разрядность преобразователя и размер шага квантования, считая его собственный шум нулевым, а характеристику преобразования линейной. Амплитуда дискретизированного по времени сигнала после АЦП будет иметь следующий вид:

$$Y = X + Z. \quad (1)$$

Вектор амплитуды детерминированного и дискретизированного сигнала имеет вид:

$$X = a \cdot (e^{-i\omega T_d}, e^{-i\omega 2T_d}, \dots, e^{-i\omega L T_d}), \quad (2)$$

где a – фиксированный амплитудный множитель, L – длительность сигнала; ω – частота сигнала; $T_d = \frac{2\pi}{\omega_d}$ – период дискретизации, где ω_d – частота дискретизации; знак $*$ – эрмитово сопряжение.

\mathbf{Z} – вектор гауссового белого шума со среднеквадратическим отклонением σ и распределением плотности вероятности $p(\xi) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{\xi^2}{2\sigma^2}}$, ξ – случайная величина.

$\langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^* \rangle = \sigma^2 \mathbf{I}$ – корреляционная матрица гауссового шума, задаваемого вектором \mathbf{Z} , \mathbf{I} – единичная матрица.

Каждое значение амплитуды сигнала квантовалось в соответствии с выбранной разрядностью АЦП и соответствующей ему линейной передаточной характеристикой:

$$U_{out} = \left\lfloor \frac{U_{in}}{a_{dac}} \right\rfloor \cdot a_{dac}, \quad (3)$$

где U_{out} – выходная амплитуда сигнала на выходе АЦП; U_{in} – входная амплитуда сигнала на входе АЦП; $a_{dac} = \frac{a}{2^M}$ – амплитуда младшего значащего разряда, где M – разрядность преобразующего устройства.

Смоделированный сигнал \mathbf{Y} делится на выборки \mathbf{Y}_n длительностью N , количество таких выборок $\frac{L}{N}$.

Выборочная корреляционная матрица \mathbf{R} имеет вид:

$$R = \frac{N}{L} \sum_{i=0}^{\frac{L}{N}-1} Y_i Y_i^*. \quad (4)$$

Для корреляционной матрицы находятся собственные числа λ_i . Нормированные собственные числа имеют вид:

$$\lambda_{0i} = \frac{\lambda_i}{\sum_{j=1}^N \lambda_j}. \quad (5)$$

Энтропия вычисляется на основе нормированных собственных чисел выборочной корреляционной матрицы R :

$$H = - \sum_{i=1}^N \lambda_{0i} \cdot \ln(\lambda_{0i}). \quad (6)$$

В ходе работы были использован ряд параметров, описывающих дискретно-квантованный сигнал:

- Отношение сигнал шум $q = \frac{a}{\sigma}$
- Отношение кванта амплитуды АЦП к амплитуде сигнала $d = \frac{a_{dac}}{a}$.
- Отношение частоты сигнала к частоте дискретизации $w = \frac{\omega}{\omega_d}$.
- Параметр N_mean , который показывает количество усреднений энтропии.

Для сравнения полученных в ходе моделирования результатов с известной оценкой энтропии использовались данные работы [4]. В случае аддитивной смеси детерминированного сигнала и гауссового шума нормированные собственные чисел имеет вид:

$$\lambda_{01} = \frac{q^2 N + 1}{q^2 N + N}, \lambda_{02} = \dots = \lambda_{0N} = \frac{1}{q^2 N + N}, \quad (7)$$

а значение энтропии будет соответствовать:

$$H(q) = \ln(q^2 N + N) - \frac{q^2 N + 1}{q^2 N + N} \cdot \ln(q^2 N + 1). \quad (8)$$

На основе выражений (6) – (8) производился расчет оценочных значений энтропии H от отношения сигнал-шум q .

Методом численного моделирования была получена зависимость энтропии дискретно-квантованного сигнала от отношения сигнал шум и отношения частоты сигнала к частоте дискретизации. Были построены зависимости значений разности энтропии полученного сигнала и оценки энтропии по отношению к логарифму N , а полученную величину выразить в процентах:

$$\Delta H = \frac{H - H_t}{\ln(N)} \cdot 100\% . \quad (9)$$

На рис. 1 красной, синей и черной линиями представлена зависимость разности энтропий от отношения сигнал шум для различных значений длительности сигнала L . Модель рассматривается для 12-ти разрядного АЦП, длительность выборки $N=50$, отношение кванта амплитуды АЦП к амплитуде сигнала $d=0,01$, отношение частоты сигнала к частоте дискретизации $w=0,1$, количество усреднений $N_{mean}=200$. Красной линией построена разность энтропий для $L=10N$, синей линией построена разность энтропий для $L=100N$, черной линией построена разность энтропий для $L=1000N$. Зеленой линией построена разность энтропии непрерывного сигнала и оценки энтропии для $L=1000N$. Зеленая и синяя линии на графике накладываются друг на друга, что свидетельствует о недостаточной дискретизации для отличия дискретно-квантованного сигнала от непрерывного сигнала при данных параметрах. Также наблюдается, что при увеличении длительности сигнала разность энтропий сходится к нулю.

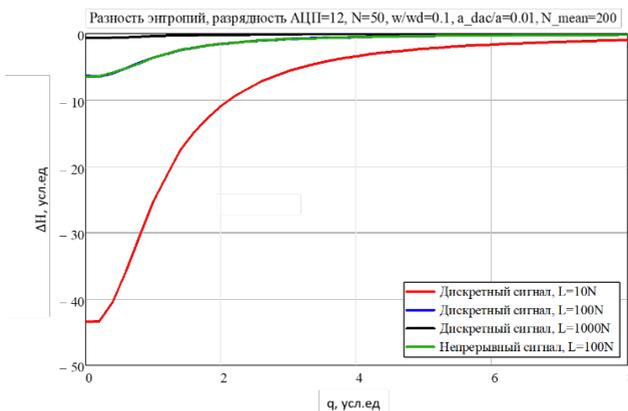


Рис. 1

На рис. 2 красной, синей и черной линиями представлена зависимость разности энтропий от отношения частоты сигнала к частоте дискретизации для различных значений отношения сигнал шум q . Модель рассматривается для 12-ти разрядного АЦП,

длительность выборки $N=10$, отношение кванта амплитуды АЦП к амплитуде сигнала $d=0,01$, длина сигнала $L=1000N$, количество усреднений $N_{\text{mean}}=1000$. Красной линией построена разность энтропий для $q=1$, синей линией построена разность энтропий для $q=3$, черной линией построена разность энтропий для $q=5$. Зависимость разности энтропий от отношения частоты сигнала к частоте дискретизации при данных параметрах не наблюдается. При увеличении отношения сигнал шум q разность энтропий уменьшается.

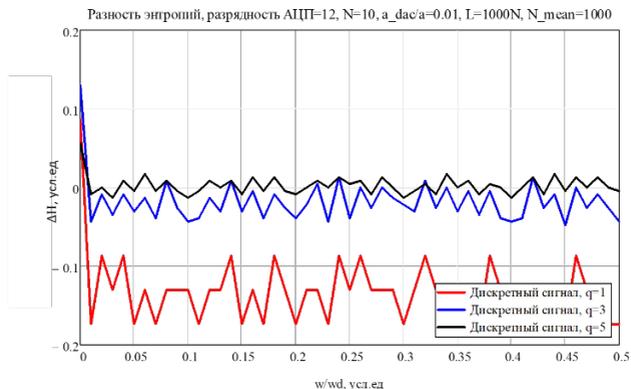


Рис. 2

Таким образом была, рассмотрена зависимость разности энтропии дискретно-квантованного сигнала и оценочного значения энтропии от отношения сигнал шум, при увеличении длительности сигнала разность стремится к нулю. Была рассмотрена зависимость разности энтропии дискретно-квантованного сигнала и оценочного значения энтропии от отношения частоты сигнала к частоте дискретизации, при рассмотренных параметрах зависимость не была выявлена.

- [1] Фитасов Е.С. Система селекции имитирующих помех // Датчики и системы. 2017. №3. С. 24.
- [2] Фитасов Е.С., Орлов И.Я., Леговцова Е.В., Насонов В.В. Оценка когерентности радиолокационных сигналов с флуктуациями параметров // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, №. 1. С. 69.
- [3] Фитасов Е.С., Леговцова Е.В., Кудряшова О.Е., Козлов С.А., Насонов В.В. Селекция имитирующих сигналоподобных помех в радиолокационных системах с внутренней когерентностью // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64, №. 11. С. 917.
- [4] Михеев П.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, №. 1. С. 82.
doi: 10.1007/s11141-006-0039-8.

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ СИСТЕМЫ СВЯЗИ НА БАЗЕ ПОВЕРХНОСТНО-СФЕРИЧЕСКОГО АНСАМБЛЯ СИГНАЛОВ

В.В. Пархачёв, Р.О. Тумаков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В данной работе рассматривается построение шумоподобного сигнала на основе поверхностно-сферического ансамбля сигналов, определяется его помехоустойчивость и проводится анализ эффективности системы связи на базе такого сигнала для некоторых частных случаев.

Общие положения

Как известно, сигнал можно представить [1] в виде точки в N -мерном пространстве. Набор сигналов, соответствующих набору точек в сигнальном пространстве, называется ансамблем сигналов. Точки можно расположить на поверхности N -мерной сферы. Ансамбль сигналов, состоящий из точек, находящихся на поверхности N -мерной сферы, называется поверхностно-сферическим ансамблем сигналов.

Любой сигнал, принадлежащий к поверхностно-сферическому ансамблю сигналов, можно представить в виде:

$$s(t) = \sqrt{(N/2)P_S} \left[\sum_{i=1}^N x_i V_i(t) \right], \quad (1)$$

N – размерность сигнального пространства,

P_S – средняя мощность сигналов,

$V_i(t)$ – элементарные ортогональные сигналы,

x_i – координаты точки в сигнальном пространстве, соответствующие конкретному сигналу.

Как уже было сказано, сигнал может определяться [2] координатами точки в N -мерном сигнальном пространстве. При достаточно большой размерности N -мерной сферы, координаты точек, расположенных на ее поверхности, становятся распределены по Гауссу [3]. То есть, координаты точек чисел x , в случае распределения точек по поверхности сферы достаточно большой размерности, становятся гауссовой величиной.

Как следует из свойств гауссовых величин, суперпозиция детерминированной и гауссовой величины становится гауссовой величиной. В таком случае, набор координат точек x , расположенных на поверхности N -мерной сферы достаточно большой размерности, позволяет получить гауссов сигнал. Другими словами, сигнал по своим свойствам приближается к свойствам гауссовского шума, а, значит, его использование позволяет приближаться к шенноновскому теоретическому пределу пропускной способности [4]. Сигнал, приближенный по своим свойствам к шуму, называют шумоподобным.

Расположение точек на поверхности сферы

Точки на поверхности сферы следует распределять равномерно, чтобы вероятность символьной ошибки была одинаковой для всех символов.

На рис. 1 проведен пример распределения точек по поверхности трёхмерной сферы.

В данном способе расположения точки распределяются по сфере слоями. Изначально задается угловой шаг для формирования слоёв, затем в каждом слое определяется число точек.

Декартовы координаты сигнальных точек определяются через фазовые координаты следующим образом:

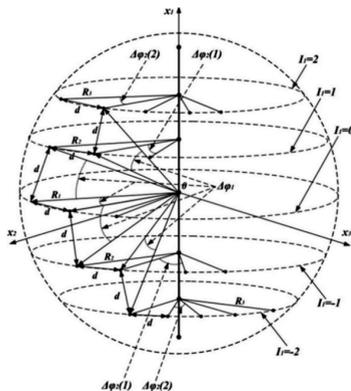


Рис. 1

$$x_{m_1} = \sin\varphi_{m_1}; x_{m_2} = \cos\varphi_{m_1} \sin\varphi_{m_2}; \dots; \quad (2)$$

$$x_{m_{(N-1)}} = \prod_{i=1}^{N-2} (\cos\varphi_{m_i}) \sin\varphi_{m_{(N-1)}}; \quad (3)$$

$$x_{m_N} = \prod_{i=1}^{N-2} (\cos\varphi_{m_i}) \cos\varphi_{m_{(N-1)}}. \quad (4)$$

Угловой шаг для формирования слоёв и число точек в слое определяются следующим образом: $-0.5\pi \leq \varphi_{m_k} \leq 0.5\pi$, если $1 \leq k \leq N-2$, и $0 \leq \varphi_{m_{(N-1)}} \leq 2\pi$,

$$\Delta\varphi_{m_k}(\Delta\varphi_1, \overline{I_{m_{k-1}}}) = 2\arcsin \left[\frac{|\sin(\frac{\Delta\varphi_1}{2})|}{\prod_{i=1}^{k-1} (|\cos(I_{m_i} \Delta\varphi_{m_i})|)} \right], \quad (5)$$

$$M_k(\Delta\varphi_1, \overline{I_{m_{k-1}}}) = \text{int} \left\{ \arccos \left[\frac{|\sin(\frac{\Delta\varphi_1}{2})|}{\prod_{i=1}^{k-1} (|\cos(I_{m_i} \Delta\varphi_{m_i})|)} \right] \frac{1}{\Delta\varphi_{m_k}} \right\}. \quad (6)$$

Вероятность символьной ошибки

Была рассчитана теоретическая вероятность символьной ошибки для случая трехмерного поверхностно-сферического ансамбля сигналов, состоящего из 6 сигнальных точек.

Сравнение QPSK и 6ПСАС проводилось исходя из того, что в обоих случаях минимальные расстояния между ближайшими точками равны. Результаты вычислений графически изображены на рис. 2. Для краткости, в легендах графиков, сигнал,

основанный на трехмерном поверхностно-сферическом ансамбле сигналов, будем называть 6ПСАС. Вероятность символьной ошибки в случае 6ПСАС выше, чем в случае QPSK. Но не стоит забывать, что в одном символе 6ПСАС передается больше информации, чем в символе QPSK. Сравнение 6ПСАС и 6PSK проводилось исходя из того, что оба ансамбля сигналов состоят из одинакового числа точек. Вероятность символьной ошибки в случае 6ПСАС ниже, чем в случае 6PSK. Другими словами, при одинаковом числе сигнальных точек, сигнал, основанный на поверхностно-сферическом ансамбле, даёт выигрыш перед двумерным ансамблем сигналов. Однако, передача сигнала из трёхмерного ансамбля требует больше частотно-временного ресурса.

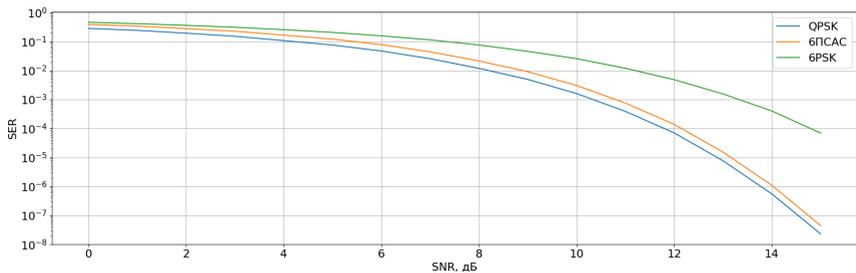


Рис. 2

Анализ эффективности системы с поверхностно-сферическим ансамблем

Одним из способов, позволяющих оценить эффективность систем связи, является вычисление коэффициент использования канала η :

$$\eta = \frac{R}{C}, \quad (7)$$

R – скорость передачи информации в системе связи, C – пропускная способность канала связи

$$R = 1 + (1 - BER)\log_2(1 - BER) + BER\log_2(BER), \quad (8)$$

$$C = \Delta f \log_2(1 + \rho_0), \quad (9)$$

BER – вероятность битовой ошибки в системе связи при определенном ρ_0

Δf – используемая полоса частот

ρ_0 – отношение сигнал/шум

Так, коэффициент использования канала выглядит следующим образом:

$$\eta = \frac{1 + (1 - BER)\log_2(1 - BER) + BER\log_2(BER)}{\Delta f \log_2(1 + \rho_0)}. \quad (10)$$

Опираясь на коэффициент использования канала η , можно сделать вывод, с каким ансамблем сигналов система связи будет эффективнее при прочих равных условиях. В этом исследовании было проведено сравнение систем связи, основанных на различных ансамблях сигналов (трёхмерный 6ПСАС, двумерные QPSK и 6PSK), при прочих равных условиях. Результат изображен на рис. 3. В результате анализа было установлено,

что коэффициент использования канала в случае 6ПСАС меньше, чем у QPSK и 6PSK, что говорит о более низкой, по сравнению с традиционными ансамблями сигналов, эффективности, касаемо рассматриваемого частного случая.

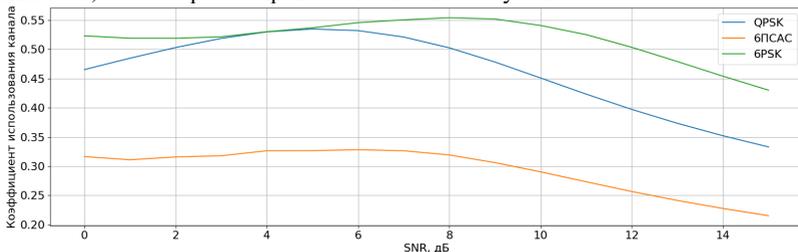


Рис. 3

Выводы

В ходе работы было проведено сравнение 6ПСАС с традиционными ансамблями сигналов (QPSK, 6PSK). Символьная ошибка выбранного ансамбля сигналов оказалась больше, чем в случае QPSK, но меньше, чем у 6PSK. При этом один сигнал с поверхностно-сферическим ансамблем несёт больше информации, чем сигнал QPSK. При равном количестве сигнальных точек ПСАС показал более высокую, по сравнению с традиционным 6PSK, помехоустойчивость. Проведено сравнение коэффициента использования канала при использовании сигнала 6ПСАС со случаем ансамблей QPSK и 6PSK – по результатам трехмерный 6ПСАС проигрывает своим двумерным аналогам. Это может быть объяснено тем, что полоса частот в трёхмерном случае используется не полностью, и, как следствие, необходимо рассматривать, как минимум, четырёхмерный поверхностно-сферический ансамбль.

Работа выполнена в рамках научного проекта «Интеллектуальные системы контроля воздушного пространства» Передовой инженерной школы ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Ермолаев В.Т., Флакман А.Г. Теоретические основы обработки сигналов в беспроводных системах связи: Монография. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 2011, 368 с.
- [2] Быховский М.А. Гиперфазовая модуляция – оптимальный метод передачи сообщений в гауссовских каналах связи. – Москва : Техносфера, 2018. 310 с. ISBN 978-5-94836-478-0.
- [3] Hamkins J. Design and Analysis of Spherical Codes, PhD thesis, Univ. of Illinois at Urbana-Champaign, 1996.
- [4] Шеннон К. Работы по теории информации и кибернетике. – М.: Издательство иностранной литературы, 1963. 830 с.

ОБОСНОВАНИЕ КОНФИГУРАЦИИ РАЗМЕЩЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ОБЛУЧАТЕЛЕЙ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЯХ С ФАЗИРОВАННЫМИ АНТЕННЫМИ РЕШЕТКАМИ ПРОХОДНОГО ТИПА В ИНТЕРЕСАХ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ПЕЛЕНГОВАНИЯ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашников, А.М. Лаврентьев

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Сложность современной электромагнитной обстановки требует использования новых технических решений в образцах радиолокационной техники. Одной из перспективных технологий является цифровое диаграммообразование (ЦДО), которое позволяет осуществлять как множественную компенсацию помех, так и пеленгацию источников радиоизлучения (ИРИ) со сверхрелеевским разрешением [1]. Однако ввиду высокой стоимости приемо-передающих модулей антенных решеток с ЦДО в Х диапазоне широко распространенными остаются радиолокационные станции (РЛС) с фазированными антенными решетками (ФАР) проходного типа, лишенные преимуществ данной технологии. В работах [2, 3] предлагается провести незначительную доработку образца РЛС, заключающуюся в применении дополнительных облучателей с цифровыми выходами, размещаемых в плоскости раскрыва основного облучателя ФАР, что позволяет рассматривать систему «ФАР проходного типа – дополнительные облучатели с цифровыми выходами» (рис. 1) как эквивалент антенной решетки с возможностями ЦДО.

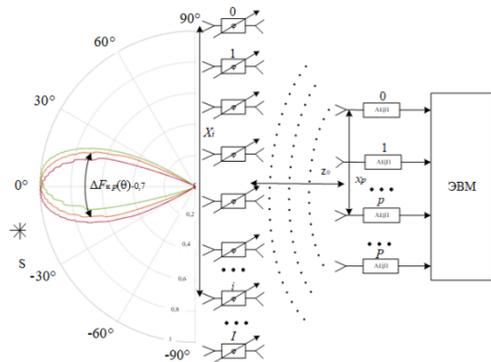


Рис. 1

Наиболее актуальной задачей, решаемой данной системой, является пеленгация ИРИ, в силу возможности определения пеленгов без физического сканирования лучом диаграммы направленности путем многолучевого ЦДО [1, 2]. В то же время на точностные характеристики пеленгатора кроме интенсивности принимаемого сигнала влияют геометрические размеры пеленгатора, которые невозможно безгранично увеличивать из-за возможности возникновения неоднозначности измерений [4].

Таким образом, целью работы является обоснование конфигурации размещения дополнительных облучателей в РЛС с ФАР проходного типа в интересах повышения точности пеленгования ИРИ.

При фиксированном отношении сигнал/шум в каналах прима потенциальная точность пеленгования ИРИ будет зависеть исключительно от крутизны пеленгационной характеристики, величина которой равна второй производной в точке максимума диаграммы направленности антенны (ДНА) пеленгатора [4]. ДНА решетки из облучателей в одной плоскости описывается выражением:

$$\dot{F}_{p,\text{обл.}}(\theta) = \dot{H}_{p,\text{обл.}}(\theta) \cdot F_{\kappa}(\theta), \quad (1)$$

где $\dot{H}_{p,\text{обл.}}(\theta)$ – множитель решетки, $F_{\kappa}(\theta)$ – ДНА канала. Множитель решетки рассчитывается как преобразование Фурье от амплитудно-фазового распределения на решетке:

$$\dot{H}_{p,\text{обл.}}(\theta) = \sum_{p=0}^P \mu_p \cdot \exp[j \cdot \kappa \cdot x_p \cdot (\sin \theta - \sin \theta_m)], \quad (2)$$

где μ_p – значение амплитуды на p -м облучателе, $\kappa = 2 \cdot \pi / \lambda$ – волновое число, λ – длина волны, x_p – координата облучателя, θ_m – угол отклонения максимума ДНА, p – номер облучателя, P – количество облучателей.

В случае линейной антенной решетки с равномерным амплитудным распределением выражение (1) с учетом (2) преобразуется к виду:

$$\dot{F}_{p,\text{обл.}}(\theta) = F_{\kappa}(\theta) \cdot \frac{\sin \left[\frac{\kappa \cdot x_p}{2} (\sin \theta - \sin \theta_m) \right]}{P \cdot \sin \left[\frac{\kappa \cdot (x_p - x_{p-1})}{2} (\sin \theta - \sin \theta_m) \right]}, \quad (3)$$

Исходя из выражения (3) можно отметить, что без учета направленных характеристик пространственных каналов в интервале углов $-90^\circ < \theta < 90^\circ$ будут возникать дифракционные максимумы единичной амплитуды при $(x_p - x_{p-1}) > \frac{\lambda}{2}$, что приведет к неоднозначности измерения пеленгов ИРИ. В то же время каналы приема не являются изотропными, что означает невозможность обнаружения сигнала от ИРИ при его угловом положении, превышающем ширину ДНА канала ввиду низкого отношения сигнал/шум из-за направленных свойств антенны.

Рассчитаем характеристику направленности каналов при установке нулевого фазового распределения на элементах ФАР и ошибкой установки фазы в $22,5^\circ$:

$$F_{\kappa p}(\theta) = \sum_{i=0}^I A_{pi} \cdot \exp[j \cdot \kappa \cdot X_i \cdot \sin \theta + \nu_{pi}], \quad (4)$$

где $A_{pi} = 0.8 \cdot \cos \left[\frac{\pi \cdot (X_i - x_p)}{2} \right]$ – значение амплитуды на i -м элементе ФАР, формируемое p -м облучателем, X_i – координата i -го элемента эквидистантой ФАР с гексагональным размещением элементов с шагом $0,667\lambda$, $\nu_{pi} = \kappa \cdot \left[\sqrt{(X_i + x_p)^2 + z_0^2} - z_0 \right]$ – значение фазы поля на i -м элементе ФАР, формируемое p -м облучателем, $I=10000$ – количество элементов.

Результирующие ДНА каналов представлены на рис. 2.

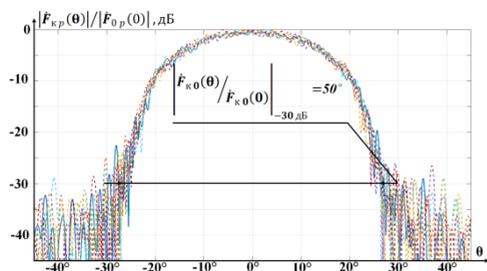


Рис. 2

$25^\circ \geq \theta \leq 25^\circ$ будет связано с возникновением дифракционных максимумов и отсеивать их. На основании этого необходимо подбирать межэлементное расстояние таким образом, чтобы дифракционные максимумы не возникали только в секторе $-25^\circ \geq \theta \leq 25^\circ$, а не во всей сфере реальных углов, что позволит обеспечить увеличение геометрических размеров пеленгатора и как следствие точности пеленгования. Возникающие дифракционные максимумы необходимо отсеивать алгоритмическим путем. Дифракционные максимумы, согласно выражения (3), будут возникать с направлений $-25^\circ > \theta < 25^\circ$ при условии $(x_p - x_{p-1}) > 1,5\lambda$.

Таким образом, обоснованной конфигурацией размещения дополнительных облучателей в РЛС с ФАР проходного типа является линейная решетка с межэлементным расстоянием $(x_p - x_{p-1}) = 1,5\lambda$, так как она обеспечивает наибольшую точность пеленгования без возникновения неоднозначности измерения пеленгов ИРИ при условии исключения ложных оценок алгоритмическим путем в диапазоне $-25^\circ \geq \theta \leq 25^\circ$.

- [1] Ратынский, М.В. Адаптация и сверхразрешение в антенных решетках / М.В. Ратынский. – М.: Радио и связь, 2003. 200 с. ил.
- [2] Бабушкин Е.А., Калашников Р.В., Лаврентьев А.М. Оценка временных затрат на пеленгование постановщиков активных помех в типовых многофункциональных радиолокационных станциях с фазированной антенной решеткой проходного типа / Е.А. Бабушкин, Р.В. Калашников, А.М. Лаврентьев // Научная мысль. 2022. Т. 20. №. 2-1(44). С. 26.
- [3] Калашников Р.В. Методика выделения из круглой ФАР просветно-линзового типа элементарных излучателей для формирования дополнительных компенсационных антенн А.М. Лаврентьев, Р.В. Калашников // Материалы международной конференции «Радиоэлектронные устройства и системы для инфокоммуникационных технологий – РЭУС-2018». (Москва 11-12 мая 2018 г.) – Москва, Россия, доклады, 2018. С 65.
- [4] Сколник М. Справочник по радиолокации в 4 т. Т. 2. / М. Сколник. – М. : Сов. Радио, 1977. 408 с.

Исходя из рисунка 2 можно отметить, что интенсивность сигнала с направлений $-25^\circ \geq \theta \leq 25^\circ$ снижается на 30 дБ из-за направленных свойств пространственных каналов, что означает невозможность обнаружения сигналов от ИРИ с данных направлений. Принимая в расчет данное свойство можно предположить, что наличие оценок пеленгов ИРИ с направлений -

АНАЛИЗ СПОСОБОВ СЕЛЕКЦИИ ЦЕЛЕЙ НА ФОНЕ СИГНАЛОПОДОБНЫХ ПОМЕХ В РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СТАНЦИЯХ

М.Г. Корягин, К.Е. Кузнецов, С.В. Лисейцев

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Анализ состояния и перспективы совершенствования средств воздушного нападения (СВН) противника позволяют определить основные тенденции их развития [1]. Для максимального снижения потерь дорогостоящих СВН широко применяются ложные цели и активные помехи, причем среди последних предпочтение отдается сигналоподобным помехам (СПП), уводящие по дальности, скорости, угловым координатам, а также имитирующим сигнал, отраженный от цели. Такие помехи, как показано на рис. 1, представляют собой серию импульсов, излучаемых передатчиком помех в ответ на прием каждого зондирующего импульса подавляемой РЛС, и могут формировать отметки как после положения цели по дальности, так и перед ней.

Из теории [2-5] известен ряд оригинальных решений, позволяющих обеспечить защиту РЛС обзора и целеуказания от активных имитирующих помех. Они основаны на использовании различий во временной и частотной структурах импульсов помехи и сигнала, а также на использовании различий в направлении их прихода.

Дифференцирующие цепи (ДЦ) в видеотракте приемника устройства обеспечивают подавление помех, длительность импульсов которых существенно превышает длительность импульсов полезного сигнала [2-4].

Простейшим устройством защиты от узкополосных имитирующих помех является дифференцирующая цепь в видеотракте приемника (рис. 2). Отрицательные выбросы от задних фронтов импульсов на выходе ДЦ устраняются простым диодным ограничителем. Для исключения существенного ослабления полезного сигнала постоянная времени

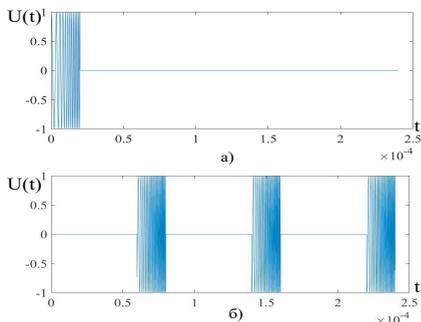


Рис. 1

ДЦ τ выбирается примерно равной длительности импульса $\tau = \tau_{\text{и}}$.

Рассмотренное устройство не подавляет полностью помеху большой длительности, а лишь расширяет динамический диапазон приемника и укорачивают ее длительность до длительности полезного сигнала, уменьшая тем самым мешающее воздействие такой имитирующей помехи.

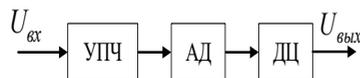


Рис. 2

Защиту от помех, длительность которых значительно меньше длительности полезного сигнала, обеспечивает схема ШОУ, представленная на рис. 3 (широкополосный усилитель промежуточной частоты (ШУПЧ), двухсторонний амплитудный ограничитель (О), узкополосный усилитель промежуточной частоты (УУПЧ)) [4].

К недостаткам схемы ШОУ следует отнести:

- влияние схемы ШОУ на эффективность подавления пассивной помехи в системе селекции движущихся целей, поскольку ограничение сигналов приводит к расширению спектра флюктуаций эхо-сигналов;
- внесение дополнительных потерь в отношение сигнал/шум (около 1 дБ).

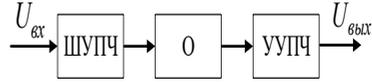


Рис. 3

Схема селекции сигналов по амплитуде [3-4], представленная на рис. 4, обеспечивает самобланкирование имитирующих помех, амплитуда которых превышает установленный порог в канале формирования импульса бланка. Для пояснения принципа

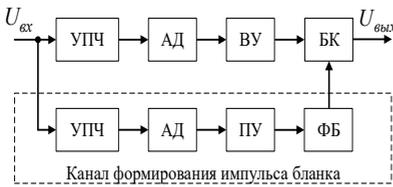


Рис. 4

работы схемы использованы следующие обозначения: ВУ – видеоусилитель, ПУ – пороговое устройство, ФБ – формирователь бланка, БК – бланкирующий каскад. Недостатком схемы является возможность самобланкирования сигналов большой амплитуды и прохождение помех малой амплитуды.

В работах [5] так же представлены оригинальные способы защиты РЛС от ответных помех. Способ защиты РЛС от синхронных ответных помех [7] основан на установке основного порога обнаружения $U_{осн}$ и превышающего его дополнительного $U_{доп}$ (рис. 5). Считают, что ПС сформирован из сигналов синхронной ответной помехи, если один или несколько сигналов ПС превысили дополнительный порог.

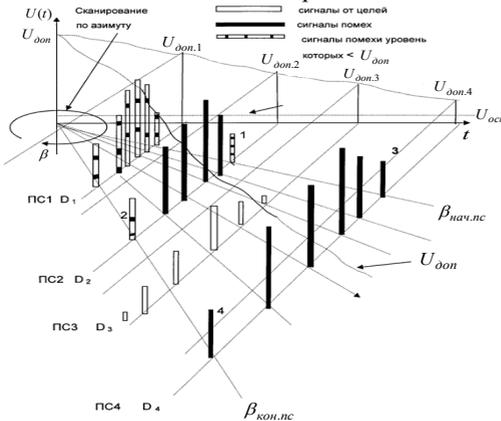


Рис. 5

Недостатками способа являются: возможность пропуска целей с большой величиной ЭПР; сохранение мешающего действия помех «средней» интенсивности.

Рассмотренные способы защиты РЛС от имитирующих помех основаны на выявлении значительных различий различных зондирующих сигналов и помех. Однако современные средства радиоэлектронного подавления [1, 2] способны создавать имитирующую помеху подобную сигналу по всем параметрам, что исключает возможность применения данных

способов селекции. Таким образом, в настоящее время затrudнена эффективная селекция целей на фоне многократных СПП, действующих по главному лепестку ДН антенны.

Для выделения отраженного сигнала от постановщика помехи из множества ответных сигналов необходима дополнительная признаковая информация. Эта информация может быть получена в результате дополнительной фильтровой обработке, АЧХ которых ортогональны по отношению к основному.

Для отождествления сигналов (установления факта их принадлежности к одному из двух рассматриваемых типов) модифицируем процедуру обработки, применяемую в теории различения сигналов. Учтём характерную особенность ортогональных в усиленном смысле сигналов, которая состоит в следующем: если на вход фильтра, настроенного на сигнал $s_1(t)$, подать импульсный сигнал $s_0(t)$ длительностью τ_u , то значение огибающей напряжения на его выходе в момент $t=\tau_u$ равно нулю.

При поступлении на вход устройства обработки, содержащего фильтры с АЧХ вида, реализации в виде аддитивной суммы ожидаемого сигнала от цели одного из двух типов и помехи на его выходах выработаются напряжения, пропорциональные энергиям ортогональных составляющих входного сигнала.

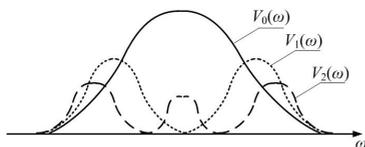


Рис. 6

Значения огибающих напряжений с выходов фильтров, имеющих ортогональные частотные характеристики, в момент времени, соответствующий максимуму огибающей напряжения с

выхода основного канала, пропорциональны энергии сложного сигнала от цели (с M слабо разрешаемыми по дальности элементами).

Таким образом, в условиях обнаружения эхо-сигналов целей на фоне СПП, действующих по главному лепестку диаграммы направленности антенной решётки РЛС, использующей импульсные зондирующие сигналы, находящиеся в классификации по назначению на границе широкополосности (между узко- и широкополосными), параметры амплитудно-фазовой структуры отражённых сигналов, определяемые в результате разложения их спектров по системам базисных (в т.ч. ортогональных) функций, могут служить признаками для селекции сигналов от целей на фоне СПП.

- [1] Перунов Ю.М. Радиоэлектронное подавление информационных каналов систем управления оружием / Ю. М. Перунов, К. И. Фомичев, Л. М. Юдин, под ред. Ю. М. Перунова. – М.: Радиотехника, 2008. 416 с.
- [2] Гейстер С.А. Адаптивное обнаружение-распознавание с селекцией помех по спектральным портретам: монография / С.А. Гейстер. – Минск: – Военная академии РБ, 2000. 172 с.
- [3] Максимов М.В., Бобнев М.П. и др. Защита от радиопомех / М.В. Максимов – М.: Сов. радио, 1976. 496 с.
- [4] Ботов М.И. Основы теории радиолокационных систем / М. И. Ботов, В. А. Вяхи-рев, под ред. М. И. Ботова. – Красноярск: Сиб. федер. ун-т, 2013. 530 с.
- [5] Пат. № 2557253 Российская Федерация, МПК G01S 7/36. Способ защиты радиолокационных станций от синхронных ответных помех / Беляев Б.Г., Жибинов В.А., Нестеров Е.А., Сырский В.П.; заявитель и патентообладатель АО «НПО НИИИП-НЗиК» – № 2014115081/07 заявл. 15.04.14; опубли. 20.07.15, Бюл. № 20. – 11 с.

СПОСОБ ДВОЙНОГО СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА И ВЗВЕШЕННОЙ ОБРАБОТКИ КВАЗИНЕПРЕРЫВНЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ОТСУТСТВИИ АПРИОРНЫХ СВЕДЕНИЙ ОБ ИХ ПАРАМЕТРАХ

Р.В. Смолин, И.А. Баландин

Ярославское высшее военное училище ПВО

В связи с широким распространением беспилотных летательных аппаратов (БпЛА) возрастает вероятность негативного их влияния на организацию безопасного воздушного движения. Для повышения безопасности воздушного движения в контролируемых границах воздушного пространства требуется обнаружение и местоопределение летательных аппаратов (ЛА) нарушителей на необходимых дальностях.

Полет некоторых типов ЛА в особенности на предельно малых высотах осуществляется с применением корреляционно-экстремальных систем навигации (КЭСН) импульсно-доплеровского типа (ИДТ), таких как: импульсные радиовысотомеры, импульсные доплеровские измерители скорости и угла сноса. В вышеперечисленных бортовых КЭСН в качестве зондирующих сигналов применяются квазинепрерывные регулярные последовательности радиоимпульсов (КРПИ).

Вскрытие ЛА по радиоизлучению бортовых КЭСН возможно средствами радиомониторинга (РМ), особенно это актуально в тех случаях, когда их обнаружение активными радиолокационными станциями (РЛС) затруднено [1].

В условиях ограниченных априорных сведений о характеристиках КРПИ задача их обнаружения средствами РМ решается на основе применения энергетического (радиометрического) приемника либо его модификаций [1, 2]. Основным недостатком применения способов, реализующих энергетический прием является слабая эффективность обнаружения КРПИ с низкой энергетической доступностью. Указанный недостаток обусловлен тем, что

накоплению подвергается не только импульсная последовательность полезного сигнала, но и шум в свободных от полезного сигнала частотных и временных интервалах (рис. 1). Это приводит к эффекту маскирования обнаруживаемого сигнала внутриканальными шумами приемника, в результате умень-



Рис. 1

шается отношение сигнал шум (ОСШ) на входе устройства принятия решения (УПР).

Известен спектрально-корреляционный способ обнаружения излучения средствами РМ по квазинепрерывным импульсным сигналам бортовых КЭСН [3], применение которого предполагает наличие априорных сведений о диапазонах изменения параметров разведываемых сигналов. Однако этот способ эффективен в тех случаях, когда диапазон изменения параметров сигнала незначителен, при других обстоятельствах существенно увеличивается требуемое количество каналов обработки, число которых

составляет около 10^8 . Последствиями большого числа каналов обработки является увеличение условной вероятности ложной тревоги (УВЛТ) и необходимость в выполнении большого количества вычислительных операций. Минимизация УВЛТ приводит к повышению порога обнаружения, что в рассматриваемом случае ведет к ухудшению характеристик обнаружения, а необходимость в большом количестве вычислений, сопровождается высокими требованиями к вычислительным возможностям приёмников РМ с цифровой обработкой сигналов [4], что существенно осложняет его практическую реализацию.

В современных средствах РМ широкое применение находит энергетический обнаружитель, построенный на основе параллельного спектр анализатора (ПСА) [5]. Однако для эффективной работы ПСА требуется значительное ОСШ на входе обнаружителя.

Основными направлениями повышения ОСШ при обнаружении маломощных сигналов бортовых КЭСН когерентно-импульсного типа средствами РМ возможно за счет:

- увеличения чувствительности приемной аппаратуры средства РМ;
- увеличения коэффициента усиления антенной системы средства РМ;
- увеличения времени накопления (количества обрабатываемых импульсов).

Изменение технических характеристик средств РМ определяет необходимость внесения существенных конструктивных доработок в существующие образцы РМ, следовательно, для повышения ОСШ целесообразно увеличивать время наблюдения.

В теории цифровой обработки сигналов известен принцип повышения значения ОСШ за счет увеличения количества отсчетов дискретного преобразования Фурье (ДПФ) [6]. Исходя из того, что в КРПРИ количество импульсов достаточно велико предложено увеличение количества отсчетов, подвергаемых ДПФ осуществлять путем увеличения длительности входной реализации. При этом обеспечится векторное суммирование всех отсчетов входной реализации. Это позволит синфазно суммировать мгновенные значения полезных сигналов в отдельных узкополосных фильтрах (УПФ) ПСА, в то время как мгновенные отсчеты шума будут усредняться во всем диапазоне разведываемых частот.

Для повышения ОСШ широко применяется принцип селекции сигналов на фоне помех, основанный на различиях их автокорреляционных функций (АКФ) [2].

Структура АКФ КРПРИ носит гармонический характер и имеет следующие свойства:

- временные интервалы локальных максимумов определяются периодом следования импульсов,
- пиковые значения локальных максимумов линейно спадают по мере удаления от нулевой точки временного рассогласования,
- АКФ квазирегулярно характеризуется наличием только одного центрального максимума высокой интенсивности и гладко спадающего по экспоненциальному закону бокового фона.

Анализ модульных значений АКФ входной реализации (рис. 2) показывает, что в области нулевого рассогласования АКФ шума и АКФ сигнала неразличимы, а влияние шума на сигнал в областях боковых локальных максимумов неравномерно.

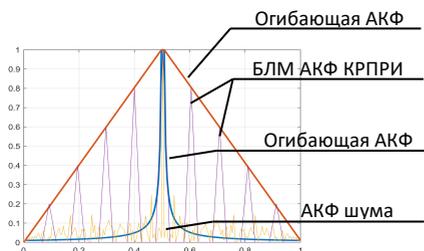


Рис. 2

максимум АКФ входной реализации, учитывающее неравномерность воздействия шума на боковые локальные максимумы, подчеркивающее детерминированную структуру сигнальной составляющей и случайную природу шума, что позволяет снизить количество необходимых каналов обработки приемного устройства средства РМ и исключить требования к априорной информации о диапазонах частот повторения и длительностях импульсов КРПРИ при обеспечении заданных характеристик обнаружения.

Взвешивание АКФ входной реализации осуществляется путем перемножения взвешивающей функции на АКФ входной реализации

$$\dot{Z}(\tau) = \dot{R}_p(\tau) \cdot Y_{\text{ш}}(\tau), \quad (1)$$

где, $\dot{Z}(\tau)$ – результат взвешивания АКФ входной реализации, $\dot{R}_p(\tau)$ – АКФ входной реализации, τ – дискретные отсчеты временного рассогласования входной реализации при вычислении АКФ, $Y_{\text{ш}}(\tau) = \left(1 - 2\sigma_{\text{ш}}^2 e^{j\omega_0\tau - \frac{|\tau|}{\tau_{\text{кш}}}}\right) \times \left(1 - \frac{|\tau|}{T_n}\right)$ – взвешивающая функция, $\sigma_{\text{ш}}^2$ – средняя мощность шума, T_n – период накопления, ω_0 – центральная частота, $\tau_{\text{кш}}$ – время корреляции шума.

Взвешивающая функция формируется посредством перемножения инвертированной огибающей АКФ квазизелого шума на огибающую АКФ КРПРИ. Результат взвешивания АКФ входной реализации представлен на рис. 3.

После взвешивания структура боковых локальных максимумов АКФ входной реализации имеет явно выраженный гармонический характер, следовательно, для накопления сигнальной составляющей возможно выполнить операцию Фурье-преобразования полученной выборки, с дальнейшим формированием энергетического спектра взвешенной АКФ входной реализации, вычислением АКФ от взвешенной АКФ входной реализации, формированием решающей статистики с последующей пороговой обработкой по критерию Неймана-Пирсона. Имитационное моделирование показало, что разработанный способ превосходит аналоги по эффективности накопления, а именно обеспечивает выигрыш в реализуемом ОСШ 3-5 дБ относительно энергетического

Учитывая указанные особенности АКФ входной реализации, разработан способ двойного спектрального анализа и взвешенной обработки квазинепрерывных сигналов при отсутствии априорных сведений об их параметрах. В котором применяется согласованное со временем накопления и шириной полосы анализа взвешивание АКФ входной реализации, исключающее из обработки центральный главный

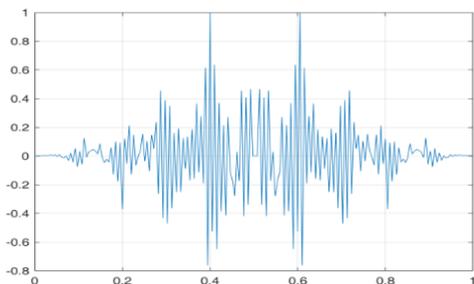


Рис. 3

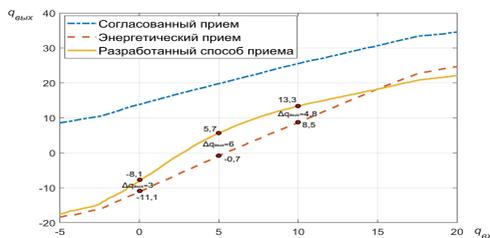


Рис. 4

обнаружителя в диапазоне значений ОСШ на входе приёмного модуля от 0 до 10 дБ (рис. 4). Количество каналов разработанного способа определяется только размером Фурье-преобразования и составляет порядка 10^3 каналов, не зависит от априорных данных о диапазонах частот повторения и длительностях разведываемых импульсов.

- [1] Радзиевский В.Г., Сирота А.А. // Теоретические основы радиоэлектронной разведки: 2-е изд., испр. и доп. (1-е издание «Информационное обеспечение радиоэлектронных систем в условиях конфликта») – М.: «Радиотехника», 2004, 432 с.
- [2] Сколник М.И. // Справочник по радиолокации в 4-х т. Радиолокационные станции и сигналы. Том. 4: / Нью-Йорк, 1970. Пер. с англ. под общей ред. Трофимова К.Н., Вейсбейна М.М. – М.: «Сов. Радио», 1978, 378 с.
- [3] Баландин И.А., Кузнецов К.Е., Лаврентьев А.М., Кириченко А.А. // Патент № RU2768370. Способ спектрально-корреляционного обнаружения летательных аппаратов по квазинепрерывным импульсным сигналам бортовых радиоэлектронных систем : № 2021119821 : заявл. 06.07.2021 : опубл. 24.03.2022, 26 с.
- [4] Куприянов А.И., Петренко П.Б., Сычев М.П. // Теоретические основы радиоэлектронной разведки : учеб. Пособие – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2010, 381 с.
- [5] Рембовский А.М., Ашихмин А.В., Кузьмин В.А. // Радиомониторинг: задачи, методы, средства / 4-е изд., испр. – М.: Горячая линия – Телеком, 2015, 640 с.
- [6] Лайонс Р. Цифровая обработка сигналов: Второе издание. Пер. с англ. – М.: ООО «Бином-Пресс», 2006, 656 с.

Секция «Радиофизические методы измерения
и их компьютерное обеспечение»

Заседание секции проводилось 14 мая 2024 г.
Председатель – Е.С. Фитасов, секретарь – В.Н. Бугров.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ОБЩАЯ ФИЗИКА»**

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ПАРАМЕТРЫ ФОРМЫ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ АТМОСФЕРНЫХ ЛИНИЙ H_2O В СУБТГц ДИАПАЗОНЕ

И.Н. Вилков, Г.Ю. Голубятников, М.А. Кошелев, А.И. Чернова,
И.И. Леонов, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Водяной пар является основным атмосферным поглотителем излучения в широком диапазоне частот, оказывающим доминирующее влияние на радиационный баланс Земли, и основным парниковым газом, влияющим на погоду и климат планеты [1]. Спектральные линии водяного пара используются для радиометрических исследований атмосферы Земли. Развитие современной техники дистанционного мониторинга предъявляет все больше требований к полноте и качеству лабораторной спектроскопической информации о параметрах линий атмосферных газов в максимально широком спектральном диапазоне. Поэтому основной целью данной работы является исследование влияния столкновений молекул на форму наиболее интенсивных линий воды в диапазоне частот от 300 до 800 ГГц и точное количественное определение параметров этих линий для моделирования атмосферного поглощения.

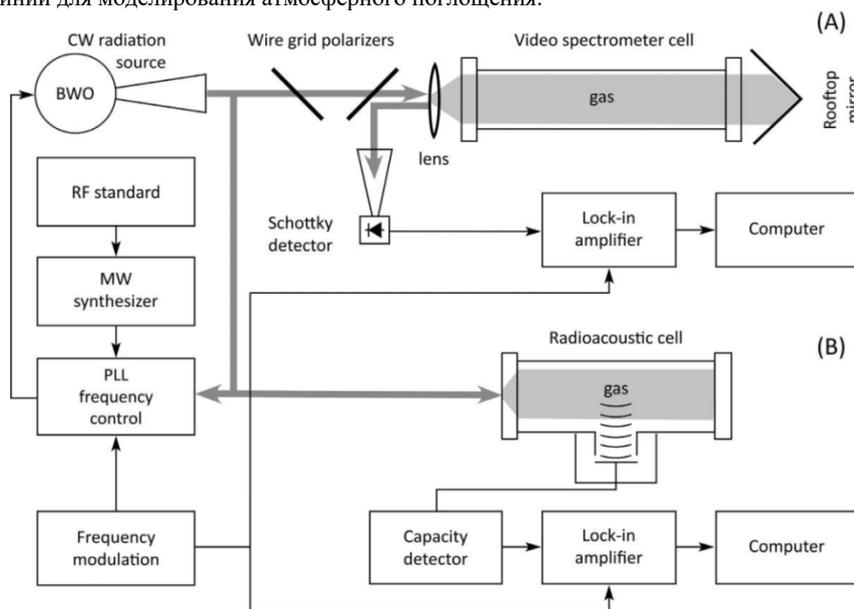


Рис. 1

В работе использовались два спектрометра высокого разрешения (рис. 1, где (А) – видеоспектрометр [2], (В) – радиоакустический, или РАД-спектрометр [3]), основанные на разных принципах регистрации молекулярных спектров и охватывающие в совокупности диапазон давлений от долей миллиторр до десяти торр. Источником излучения в

обоих спектрометрах служит лампа обратной волны (ЛОВ), частота которой стабилизирована по сигналу опорного высокостабильного синтезатора частоты. Детектором субГГц излучения в видеоспектрометре является охлаждаемый жидким гелием InSb-боллометр, а в РАД-спектрометре – микрофон, регистрирующий изменения давления газа, возникающие вследствие поглощения им излучения. Для повышения чувствительности используется модуляция мощности излучения и последующее синхронное детектирование выходного сигнала. Записи линий были получены в парах чистой воды и ее смеси с основными атмосферными газами (N_2 , O_2 и Ar) при комнатной температуре. Характерные экспериментальные спектры показаны на рис. 2 для линии воды вблизи 380 ГГц, а на рис. 3 для линии вблизи 752 ГГц.

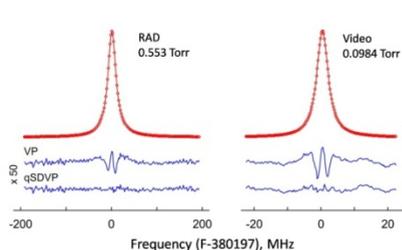


Рис. 2

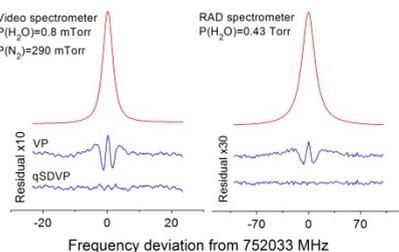


Рис. 3

Анализ полученных экспериментальных записей с помощью контура Фойгта (остаток обозначен как VP на рис. 2, 3) показал систематическое отличие расчетного контура от экспериментального вблизи центра линии. Это отличие обусловлено зависимостью столкновительного сечения поглощающих молекул от скорости их движения (эффект «ветра») [4]. Этот эффект не учитывается в контуре Фойгта. Для его описания используется модифицированная модель профиля Фойгта (qSDVP), учитывающая эффект ветра в виде квадратичной зависимости ширины линии от скорости $\Gamma(v) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \left[\left(\frac{v}{\tilde{v}} \right)^2 - \frac{3}{2} \right]$, где $\tilde{v} = \sqrt{2k_B T/m}$ – наиболее вероятная скорость поглощающих молекул массы m при температуре T , k_B – постоянная Больцмана. Параметры Γ_0 и Γ_2 линейно зависят от давления: $\Gamma_{0,2} = \gamma_{0,2} \cdot p$. Использование модифицированной модели показывает существенно лучшее согласие экспериментального и расчетного профилей вплоть до шумов эксперимента.

В результате анализа экспериментальных спектров получены зависимости параметров ширины линии Γ_0 и Γ_2 и параметра сдвига Δ_0 от давления. На рис. 4 показан характерный вид этих зависимостей на примере линии H_2O вблизи 380 ГГц. Хорошее согласие данных, полученных с помощью разных спектрометров (показаны разными символами), повышает достоверность получаемой экспериментальной информации о параметрах исследуемых линий.

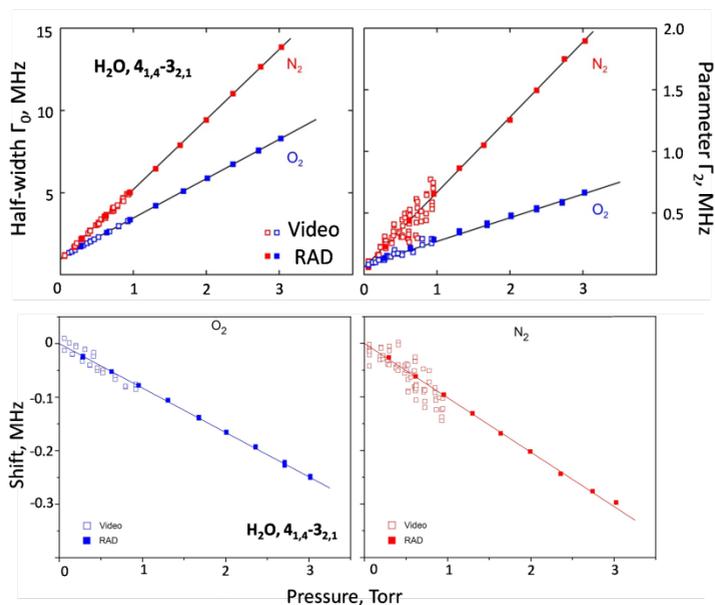


Рис. 4

Всего было исследовано восемь наиболее интенсивных линий H_2O в интервале частот 300–800 ГГц, которые в основном определяют вид спектра атмосферного поглощения в этом диапазоне частот. Полученная экспериментальная информация позволяет повысить точность моделирования резонансного атмосферного поглощения в диапазоне частот до 1 ТГц, обусловленного линиями водяного пара, за счет использования физически более корректного профиля линии, что актуально для решения задач исследования атмосферы Земли радиометрическими методами.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 22-72-10118, <https://rscf.ru/project/22-72-10118>) с использованием оборудования «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

- [1] Stevens B., Bony S. // *Phys Today*. 2013. Vol. 66. P. 29.
- [2] Golubiatnikov G.Yu., et al. // *Radiophys. Quantum Electron*. 2014. Vol. 56. P. 599.
- [3] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // *Приборы и техника эксперимента*. 2008. №. 1. С. 87.
- [4] Berman P.R. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*. 1972. Vol. 12. P. 1331.

БИМОЛЕКУЛЯРНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ N₂-N₂ В СУБТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

**И.С. Амерханов^{1, 2)}, Т.А. Галанина¹⁾, А.О. Королева¹⁾, А.Ю. Секачёва^{1, 2)},
Е.А. Серов¹⁾, М.А. Кошелев¹⁾, М.Ю. Третьяков¹⁾**

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Знание спектра поглощения азота требуется для точного описания радиационных и климатических свойств планет и экзопланет земной группы, а также верхних слоёв земной атмосферы, где концентрация водяного пара мала. В атмосферных условиях в субТГц диапазоне частот поглощение излучения неполярными молекулами азота определяется бимолекулярным поглощением. Оно возникает из-за парного столкновительного взаимодействия молекул, приводящего к образованию свободных молекулярных пар, метастабильных и стабильных димеров. Для моделирования спектров бимолекулярного поглощения представляется перспективным использование численного метода на основе классических столкновительных траекторий [1], результаты которого требуют экспериментальной проверки. Ожидается, что развитие траекторного метода позволит расширить его применение для описания бимолекулярного поглощения полярных молекул, что необходимо для полного физически обоснованного моделирования атмосферного континуума.

Целью данной работы является разработка высокоточной модели поглощения излучения азотом в субТГц диапазоне частот на основе экспериментальных данных и результатов траекторных расчётов. Поглощение излучения чистым газообразным азотом исследовалось в спектральных диапазонах 70–120, 170–250 и 240–360 ГГц, соответствующих трём различным лампам обратной волны (ЛОВ), используемым в качестве источников излучения. Измерения проводились с помощью резонаторного спектрометра [2] при температурах от 278 до 333 К и давлениях от 920 до 1520 торр.

Измерительным элементом спектрометра является резонатор Фабри–Перо, добротность которого изменяется при его заполнении поглощающим газом. Коэффициент поглощения находится по формуле:

$$\alpha = \frac{2\pi f_0}{c} \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right), \quad (1)$$

где Q и Q_0 – добротность резонатора, заполненного исследуемым газом, и его собственная добротность, соответственно, f_0 – частота излучения, c – скорость света.

На первом этапе все экспериментальные спектры в каждом частотном диапазоне при каждой температуре нормировались на квадрат давления P^2 и сравнивались между собой. На рис. 1 показан результат такого сравнения спектров при 317 К. Разными цветами обозначены разные экспериментальные серии: круги, квадраты и ромбы соответствуют измерениям при давлениях 1001, 1284 и 1510 торр соответственно. Хорошее совпадение спектров друг с другом позволяет утверждать, что в эксперименте наблюдалось именно бимолекулярное поглощение.

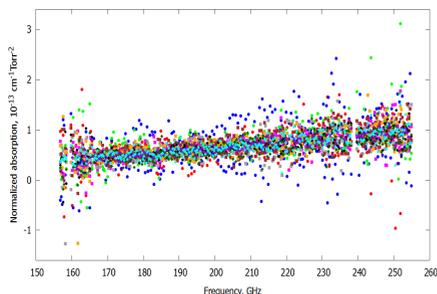


Рис. 1

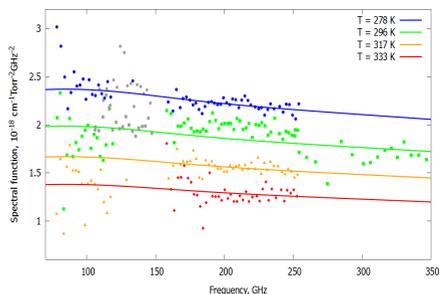


Рис. 2

На следующем этапе обработки все нормированные на квадрат давления спектры нормировались на квадрат частоты (в рассматриваемом спектральном диапазоне это соответствует нормировке на общий для всех типов поглотителей «радиационный член») и усреднялись с весами, пропорциональными квадрату стандартного отклонения экспериментальных точек от квадратичной частотной зависимости. Результатом являются данные о спектральной функции:

$$S(f, T) = \frac{\alpha(f, T)}{p^2 f^2}. \quad (2)$$

Результат представлен на рис. 2: синие кружки, зеленые квадраты, оранжевые треугольники и красные ромбы – экспериментальные данные для температур 278, 296, 317 и 333 К соответственно; серые кружки и квадраты – результаты предыдущего исследования [3] при температурах 278 К и 296 К соответственно.

Для интерпретации экспериментальных данных использовалась аналитическая модель спектральной функции, оптимизированная под теоретические спектры из базы данных HITRAN в диапазоне частот до 1,2 ТГц в интервале температур 200–320 К. Для разработки этой модели было учтено, что частотная зависимость поглощения близка к квадратичной, а температурная зависимость соответствует выражению [4]:

$$S_{N_2-N_2}(f, T) = S_0(f) \cdot T^{-n} \left(\exp\left(\frac{D_0}{k_b T}\right) - \left(1 + \frac{D_0}{k_b T}\right) \right), \quad (3)$$

где $n = 1.3$ – температурный показатель степени, в общем случае зависящий от количества степеней свободы взаимодействующих молекул и бимолекулярного комплекса; $D_0 = 108 \text{ см}^{-1}$ – энергия диссоциации димера N_2-N_2 [5]; k_b – постоянная Больцмана, а $S_0(f)$ – функция, описывающая приведенные к средней по диапазону температуре численные теоретические данные о спектральной функции бимолекулярного поглощения в азоте:

$$S_0(f) = A \cdot \frac{A_0}{2} \left[1 + 1.033 \cdot \frac{1 + \frac{0.151}{\left(\frac{f-358}{127}\right)^2 + 1}}{\left(\frac{f-44}{568}\right)^2 + 1} + 0.142 \cdot \exp\left(-\left(\frac{f}{92} - 1\right)^2\right) \right], \quad (4)$$

где $A_0 = 1.691 \times 10^{-18} \text{ см}^{-1} \text{ Torr}^{-2} \text{ ГГц}^{-2}$ имеет смысл общей амплитуды поглощения для теоретических данных; A – безразмерный амплитудный множитель (для теории $A = 1$), который является варьируемым параметром модели для её сравнения с экспериментальными данными. Рисунок 3 показывает соответствие функции $S_0(f)$ (красная линия) численным теоретическим данным, пересчитанным к 270 К (серые точки). Модельная функция (2)–(4) была оптимизирована ко всем имеющимся экспериментальным данным. Наилучшее согласие достигается при $A = 1.037$ (линии на рис. 2), что подтверждает высокую точность расчётов. На рис. 4 все полученные экспериментальные данные о коэффициенте поглощения азота (разноцветные точки) для сравнения с моделью (сплошная линия) пересчитаны к 296 К. Статистическая неопределенность модели показана пунктирными линиями.

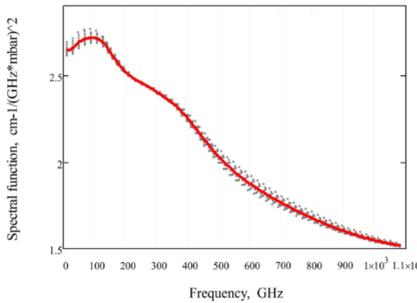


Рис. 3

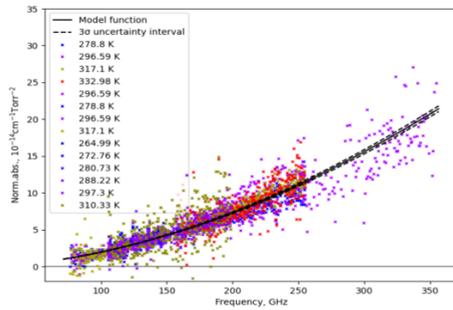


Рис. 4

Таким образом, впервые в одном исследовании выполнено экспериментальное исследование азотного континуума в диапазоне длин волн от 4 до 0.8 мм, что позволило экспериментально подтвердить неквадратичность зависимости поглощения N_2 от частоты в мм-субмм диапазоне и, используя результаты расчётов [1], разработать широкодиапазонную аналитическую модель поглощения, которая рекомендуется к использованию для моделирования радиационного переноса излучения в атмосферах, поглощающие свойства которых определяются высоким азотным содержанием в качестве источников излучения.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-17-00041.

- [1] Chistikov D.N., et al. // J. Chem. Phys. 2019. Vol. 151. P. 194106.
- [2] Koshelev M.A., et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Technol. 2018. Vol. 8, No. 6. P. 773.
- [3] Serov E.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2020. No. 242. P. 106774.
- [4] Vigasin A.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Trans. 2000. Vol. 64. P. 25.
- [5] Karman, et al. // J. Chem. Phys. 2015. Vol. 8. P. 142.

“ЦИФРОВОЙ ОКТ-ФАНТОМ” ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕТОДОВ ОЦЕНКИ ЗАТУХАНИЯ СИГНАЛА

П.А. Чижов^{1,2)}, В.Ю. Зайцев²⁾, А.Л. Матвеев²⁾, Л.А. Матвеев²⁾, А.А. Советский²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

В работе описывается метод формирования «цифрового ОКТ-фантома», основанный на волновом подходе [1, 2] и позволяющий учитывать затухание сигнала. Тестирование разрабатываемых методов обработки ОКТ-сканов в реальных условиях является сложной задачей. Используемый при формировании ОКТ-скана волновой подход позволяет добиться высокого уровня соответствия реальным сканам благодаря учёту наиболее широко используемого в ОКТ случая слабо сфокусированных пучков, ограниченности и дискретности фиксируемого спектра, а также присутствию у рассеивателей эффективного сечения рассеяния для выбранного числа и положения рассеивателей.

При использовании волнового метода пиксельный 1D-скан (А-скан) с пиксельными амплитудами $A(q)$ задается через суммирование дискретного числа спектральных компонент [2]:

$$A(q) = \sum_j \sum_n S(k_n) A_j \exp(i2k_n z_j) \exp\left(-i \frac{2\pi n}{H} z_q\right), \quad (1)$$

где $S(k_n)$ – спектр сканирующего пучка ОКТ-установки, k_n – дискретные волновые числа, локализованные вокруг центрального волнового числа k_0 , z_j – осевые координаты рассеивателей, A_j – амплитуда рассеяния, z_q – вертикальная координата положения центра q -го пикселя, H – вертикальный размер визуализируемой области, n – показатель преломления исследуемой среды, i – мнимая единица.

На рис. 1 представлены результаты моделирования однородного ОКТ-скана на основе уравнения (1): (а) – структурный ОКТ-скан, показанный в линейной шкале. (б) – профиль амплитуды от глубины вдоль пунктирной линии на панели (а). (с) – гистограмма распределения амплитуды.

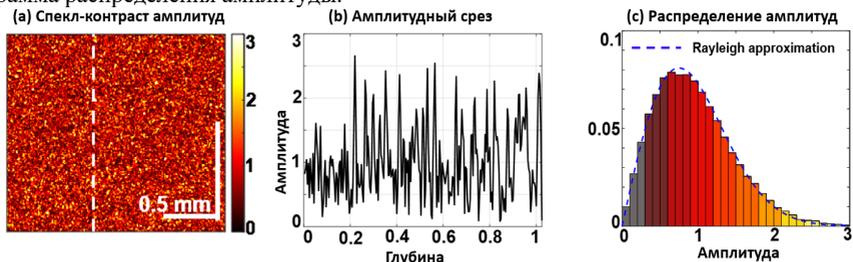


Рис. 1

Смоделированные спекл-картины до сих пор не имитируют влияние затухания, а также других факторов, присутствующих в амплитуде реального ОКТ-сигнала.

Существуют две основные существенно отличающиеся причины затухания оптического сигнала, о которых в литературе имеются многочисленные данные [3]. Одной из причин является поглощение оптического сигнала, которое обычно характеризуется коэффициентом поглощения μ_a . Другой причиной является затухание сигнала, вызванное рассеянием и характеризуемое коэффициентом μ_s .

Стоит отметить, что поглощение пренебрежимо мало по сравнению с рассеянием для большинства биотканей [3]. Тогда для учета процесса затухания принимаемого ОКТ-сигнала за счет рассеяния можно использовать следующее выражение:

$$I(z) = I_0 F(z) S(z) \theta(z) \cdot \mu_s(z) \cdot \exp \left[-2 \int_0^z \mu_s(z') dz' \right], \quad (2)$$

где $I(z)$ – интенсивность принимаемого ОКТ-сигнала; I_0 – интенсивность сигнала, падающего на биологическую ткань; $F(z)$ – функция от глубины, описывающая фокусировку, и $S(z)$ – функция от глубины, описывающая эффект «Roll-off» (эффект спада ОКТ-сигнала с глубиной визуализируемой области из-за фиксации конечного диапазона частот отдельными элементами приемной линейки детекторов). Коэффициент $\theta(z)$ – функция, характеризующая долю суммарного рассеянного излучения, распространяемого обратно от рассеивателей и собираемого приемной линейкой ОКТ-детекторов.

После калибровки и компенсации функций, составляющих аппаратную функцию прибора, например методом, описанным в [4], эффективный принимаемый сигнал приобретает простой вид:

$$I(z) = I_0 \mu_s(z) \exp \left[-2 \int_0^z \mu_s(z') dz' \right], \quad (3)$$

где $F(z)S(z)\theta(z) = 1$. На рис. 2 и 3 показаны ОКТ-сканы, соответствующие двум характерным формам $\mu_s(z)$ (на рис. 2 показано $\mu_s(z) = \text{const}$ в логарифмическом масштабе на верхнем рисунке, на нижнем – в линейном. На рис. 3 показано влияние предфактора $\mu_s(z)$ линейного роста как функции z с неизменной скоростью $d\mu_s(z)/dz > 2\mu_s^2(z)$ мм⁻², начиная с $\mu_s(0) = 0,25$ мм⁻¹, на верхнем рисунке в логарифмическом масштабе, на нижнем – в линейном).

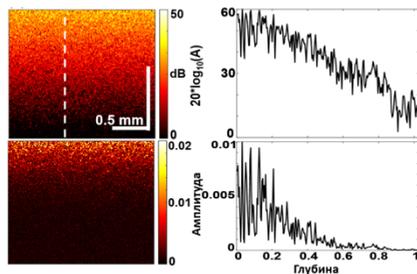


Рис. 2

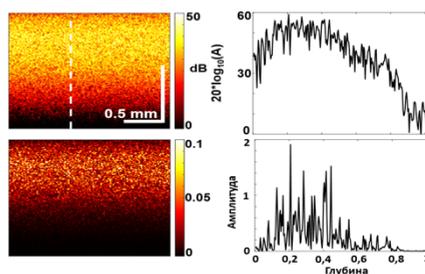


Рис. 3

Из уравнения (3) видно, если $\mu_s(z)$ достаточно быстро возрастает с глубиной, тогда интенсивность $I(z)$ может даже увеличиваться с увеличением глубины, если

$$d\mu_s(z)/dz > 2\mu_s^2(z). \quad (4)$$

Настраивая моделируемый уровень и пространственное распределение затухания, а также уровень моделируемых шумов, можно имитировать различные виды реальных ОКТ-сканов биологических тканей. Некоторые из таких реальных примеров представлены на рис. 4 (слева) совместно с модельными сканами, в которых параметры были подобраны для достижения максимального соответствия реальным сканам (справа).

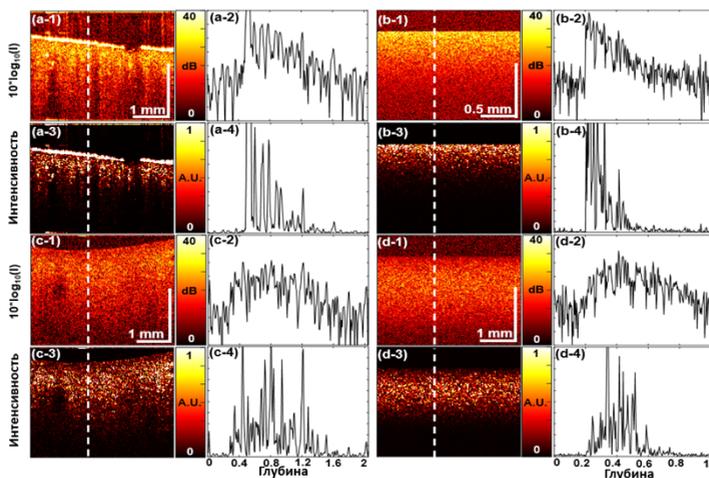


Рис. 4

Для восстановления оптического коэффициента затухания (ОКЗ) можно использовать формулу, представленную в работе Вермеера [5]:

$$\mu_s(z) = \frac{I(z)}{2 \int_z^\infty I(z') dz'}. \quad (5)$$

Для улучшения качества получаемых карт ОКЗ можно использовать пространственное усреднение. В примерах, показанных на рис. 5, использовалось двухшаговое усреднение: (i) усреднение по окну W_1 интенсивности структурного ОКТ-скана; (ii) усреднение по окну W_2 коэффициента затухания $\mu_s(z)$, рассчитанного с использованием ранее усредненной интенсивности для каждого пикселя с помощью уравнения (5). Результаты такого двухшагового усреднения показаны для нескольких размеров окон усреднения: 5x5, 10x10 и 20x20 пикселей.

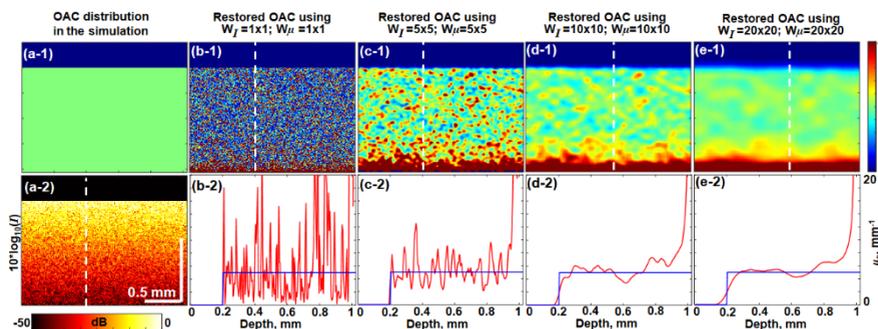


Рис. 5

Рисунок 5 демонстрирует соответствие заложенного в модельный скан и восстановленного распределений коэффициента затухания, а также важность усреднения скользящим окном для снижения влияния спекл-шума.

Разработанный «цифровой ОКТ-фантом», позволяет исследовать методы оценки параметров структурного ОКТ-сигнала. Продемонстрировано основное преимущество моделирования – чрезвычайно высокая гибкость, позволяющая контролируемо варьировать параметры сигнала в рассматриваемых задачах, включая как свойства моделируемой ткани, так и параметры установки ОКТ, используемой для визуализации этой ткани. В физических экспериментах такое гибкое и точное управление условиями эксперимента гораздо сложнее и дороже, а может быть даже неосуществимо.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-72-01107.

- [1] Zaitsev V.Y., Matveev L.A., Matveyev A.L., et al.// *Laser Physics Letters*. 2014. Vol. 11, No. 10. P. 105601.
- [2] Zykov A., Matveyev A., Matveev L., et al.// *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*. 2021. Vol. 7, No. 1. P. 010304.
- [3] Tuchin V.V. // *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*. 2015. Vol. 1, No. 2. P. 98.
- [4] Sovetsky A.A., Matveyev A.L., Matveev L.A., et al.// *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*. 2024. Vol. 10. P. 020302.
- [5] Vermeer K.A., Mo J., Weda J.J.A., et al.// *Biomedical Optics Express*. 2014. Vol. 5, No. 1. P. 322.

ФИЗИЧЕСКИ ОБОСНОВАННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЯЗАННОГО С ВЛАЖНОСТЬЮ КONTИНУУМА В СУБТГЦ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ ДЛЯ АТМОСФЕРНЫХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Т.А. Галанина, А.О. Королева, Д.С. Макаров, М.Ю. Третьяков

ИПФ РАН

Невозможность описания поглощения атмосферного воздуха как суммы спектральных линий молекул привела к появлению понятия континуума. Даже после столетия теоретических и экспериментальных исследований, направленных на понимание его физической природы, для практических приложений используются эмпирические и полуэмпирические модели. Так, в субТГц диапазоне (0–1 ТГц) для атмосферных приложений применяется модель МРМ (millimeter-wave propagation model) [1]. В ней связанный с влажностью континуум α_{cont} рассматривается как сумма собственного и стороннего континуума водяного пара α_s и α_f , связанных со столкновительным взаимодействием молекул воды между собой и с другими газами. Они характеризуются обусловленной радиационным членом квадратичной зависимостью от частоты f (измеряемой в этой работе в ГГц) и степенной – от температуры T (в К; n_s и n_f – показатели температурной зависимости собственного и стороннего континуума):

$$\begin{aligned}\alpha_{cont}(f, P, P_{air}, T) &= \alpha_s(f, P, T) + \alpha_f(f, P, P_{air}, T) \\ &= C_s \left(\frac{300}{T}\right)^{n_s} f^2 P^2 + C_f \left(\frac{300}{T}\right)^{n_f} f^2 P P_{air},\end{aligned}\quad (1)$$

где P и P_{air} – давления, соответственно, водяного пара и сухого воздуха (в мбар). Коэффициенты собственного и стороннего континуума, C_s и C_f , изначально были подобраны с опорой на лабораторные измерения в миллиметровом диапазоне частот, подтверждающие зависимости α_{cont} от P и T . Однако последующие измерения в области терагерцового провала [2] показали заметное отличие частотной зависимости континуума от квадратичной выше 450 ГГц. Они продемонстрировали, что МРМ значительно переоценивает континуум на этих частотах. Используемое авторами модели для компенсации этого отличия пренебрежение вкладами крыльев резонансных линий с центральными частотами выше 1 ТГц является нефизичным и при расширении списка линий может приводить к систематической ошибке при расчете яркостной температуры атмосферы до 30 К.

Цель этой работы – разработка модели α_{cont} в субТГц диапазоне частот, основанной на современном понимании его физической природы. Теоретические расчеты полного поглощения излучения водяным паром, включая континуум, представляют собой экстремально сложную задачу, однако, механизмы, формирующие континуальное поглощение, известны. Оно складывается из поглощения в дальних крыльях резонансных линий α_{wings} , а также из спектров стабильных и метастабильных димеров воды α_{BD} и α_{MD} [3]. Скудность данных о спектрах гетеродимеров H_2O-N_2 и H_2O-O_2 не позволяет предложить обновленную параметризацию для α_f , но наличие квантово-химического расчета спектра димера воды [4] в богатом на экспериментальные исследования субТГц диапазоне (см., например, обзор [5] и ссылки там) делают его идеальным для построения и апробации модели собственного континуума.

Для учета поглощения стабильных димеров α_{BD} в модели используется параметризация расчета [4] следующего вида (где поглощение измеряется в см^{-1}):

$$\alpha_{BD}(f, P, T) = \left(\frac{268}{T}\right)^{10} f^2 P^2 \left(\frac{2.178 \cdot 10^{-8}}{429.62^2 + (f - 262.99)^2} + \frac{3.677 \cdot 10^{-10}}{38.25^2 + f^2} + 1.138 \cdot 10^{-14} \right). \quad (2)$$

Метастабильный димер является промежуточным состоянием между стабильным димером и двумя почти свободно вращающимися относительно друг друга мономерами [6]. Как показывают расчёты для аналогичных пар молекул [7], его спектр может быть представлен в виде линейной комбинации спектров этих предельных случаев, уширенных коротким временем жизни метастабильного состояния (0.3–0.8 пс по оценкам [8]):

$$\alpha_{MD}(f, P, T) = K_{MD}(T) \left(A_1 \cdot \alpha_{2Mon}(f, P, T) + (1 - A_1) \frac{\alpha_{BD}(f, P, T)}{K_{BD}(T)} \right), \quad (3)$$

где K_{BD} и K_{MD} – константы равновесия стабильного и метастабильного димера, связанные с их концентрациями в атмосферном воздухе. Величина K_{BD} рассчитана из первых принципов [9] с поправкой на уточнённую энергию диссоциации [10]. Способ вычисления K_{MD} на основе данных о втором вириальном коэффициенте уравнения состояния представлен в [5]. A_1 – подгоночный параметр модели континуума. Удвоенный спектр мономера α_{2Mon} посчитан с использованием данных из HITRAN2020 [11] с учетом того, что из-за короткого времени жизни метастабильного димера ширины линий составляют $12(5) \text{ см}^{-1}$ [8]. Результат расчета (в см^{-1}) был аппроксимирован функцией вида:

$$\alpha_{2Mon}(f, P, T) = 10^{-13} f^2 P^2 (4.007 + 7.026 \cdot 10^{-3} f) \left(\frac{206}{T}\right)^{2.9}. \quad (4)$$

Поглощение в дальних крыльях резонансных линий было учтено с помощью модели, предложенной в [3], с коэффициентами, определенными по измерениям континуума в дальнем ИК диапазоне в [5]. Однако, как показано в [2], неочевидный вид частотной зависимости континуума допускает значительные вариации параметров модели [3], что делает вклад крыльев линий наиболее неопределенной составляющей континуума. Он аппроксимирован функцией вида:

$$\alpha_{wings}(f, P, T) = A_2 \cdot f^{A_3} P^2 \left(\frac{296}{T}\right)^{1.5}, \quad (5)$$

где A_2 и A_3 – подгоночные параметры модели континуума. Показатель температурной зависимости поглощения дальних крыльев линий (1.5) был зафиксирован по результатам измерений температурной зависимости континуума [12], которая на частоте вблизи 300 см^{-1} определяется преимущественно крыльями линий.

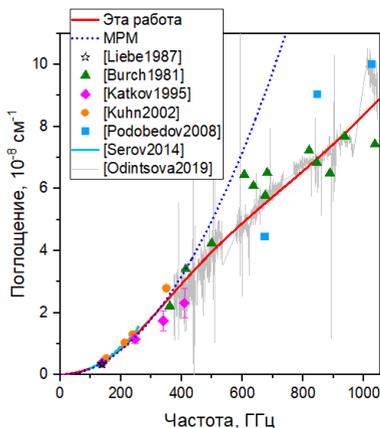
Предлагаемая в этой работе модель собственного континуума водяного пара, таким образом, включает в себя всего 3 подгоночных параметра, связанных с

физическими характеристиками его составляющих. Их величины были определены по результатам двух наиболее достоверных серий лабораторных измерения собственного континуума водяного пара [2, 13]. Полученные численные значения параметров A_1 , A_2 и A_3 составили 0.7 , $8.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^{-1} \text{ ГГц}^{-2} \text{ мбар}^{-2}$ и 2.2 соответственно. Рисунок показывает, что полученная модель (красная сплошная линия) хорошо согласуется со всеми известными экспериментальными данными в субТГц диапазоне частот [5], показанными разноцветными точками и серой и голубой сплошными линиями.

Эмпирические параметры стороннего континуума водяного пара МРМ были уточнены, что привело к лучшему согласию с лабораторными экспериментальными данными [5]. Кроме того, модификация модели континуума привела к согласию его температурной зависимости с теоретическими оценками на основе закона о равном распределении кинетической энергии между степенями свободы [14] как для собственного, так и для стороннего континуума водяного пара.

Представленная модель может быть рекомендована для применения в атмосферных приложениях, связанных с дистанционным зондированием атмосферы Земли. Оценки показывают, что применявшиеся ранее эмпирические подходы к моделированию континуума водяного пара в субТГц диапазоне могут приводить к систематическим погрешностям расчета яркостной температуры атмосферы до единиц Кельвина, тогда как требуемая точность извлечения параметров атмосферы на сегодняшний день составляет 0.1 К .

Работа поддержана проектом РФФ № 22-72-10118 (rscf.ru/project/22-72-10118/).



- [1] Rosenkranz P.W. // RadioScience. 1998. Vol. 33, No. 4. P. 919.
- [2] Odintsova T.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2019. Vol. 227. P. 190.
- [3] Serov E.A., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2017. Vol. 193. P. 1.
- [4] Scribano Y., Leforestier C. // J. Chem. Phys. 2007. Vol. 126. P. 234301.
- [5] Odintsova T.A., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2022. Vol. 386. P. 111603.
- [6] Vigasin A. // Molecular Physics. 2010. Vol. 108. P. 2309.
- [7] Galanina T.A., et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2024. Vol. 26. P. 15032.
- [8] Ptashnik I.V., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2011. Vol. 112, No. 8. P. 1286.
- [9] Scribano Y., et al. // J. Phys. Chem. A. 2006. Vol. 110. P. 5411.
- [10] Rocher-Casterline B.E., et al. // J. Chem. Phys. 2011. Vol. 134. Art. 211101.
- [11] Gordon I.E., et al. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2022. Vol. 277. P. 107949.
- [12] Odintsova T.A., et al. // J. Mol. Spectrosc. 2020. Vol. 1210. P. 128046.
- [13] Koshelev M.A., et al. // J. Quant. Spectr. Radiat. Transf. 2011. Vol. 112. P. 2704.
- [14] Vigasin A.A. // J. Quant. Spectrosc. Rad. Transf. 2000. Vol. 64. P. 25.

ПРИЗМЕННЫЙ ВЫВОД ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ЛАЗЕРНОГО ФИЛАМЕНТА

О.В. Мешков¹⁾, М.В. Платонова¹⁾, С.Б. Бодров^{1,2)}, М.И. Бакунов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Фемтосекундные лазерные импульсы активно применяются для генерации широкополосного излучения терагерцового диапазона частот. Наиболее распространенные методы генерации основаны на механизмах возбуждения всплеска фототока в фотопроводящих антеннах [1] и оптического выпрямления в электрооптических кристаллах [2]. Активно исследуются и другие механизмы генерации, в том числе при оптическом пробое газовых и жидких сред как обычными лазерными импульсами [3, 4], так и «двухцветными» (содержащими излучение основной частоты и ее второй гармоники) [4, 5] и «трехцветными» [6] лазерными импульсами. Теоретически и экспериментально показано, что использование двух- и трехцветных лазерных импульсов существенно повышает энергию терагерцовой эмиссии.

В стандартной схеме двухцветной терагерцовой генерации оптические импульсы накачки, содержащие добавочные импульсы второй гармоники, фокусируются с помощью линзы (или зеркала) в газе (обычно в воздухе). В области оптического пробоя генерируется терагерцовое излучение, распространяющееся совместно с оптическим импульсом. При этом терагерцовая эмиссия имеет вытянутую вперед диаграмму направленности. Конкретная форма диаграммы зависит от остроты фокусировки и энергии импульса накачки. За областью оптического пробоя лазерное излучение отфильтровывают (например, с помощью кремниевой пластины), а терагерцовое излучение собирают с помощью параболического зеркала. При достаточно плавной фокусировке и большой энергии оптической накачки можно добиться филаментационного режима распространения оптического излучения. В этом случае, с одной стороны, возрастает длина области генерации, что повышает эффективность генерации, с другой – увеличивается время взаимодействия терагерцового излучения с лазерной плазмой, что может негативно повлиять на эффективность генерации из-за поглощения терагерцового излучения в плазме.

В данной работе предлагается и теоретически исследуется схема терагерцовой генерации с боковым выводом терагерцового излучения из области плазменного пробоя с помощью призмы, размещенной вблизи лазерного филамента. Такая схема может уменьшить потери терагерцового излучения в плазме и обеспечить формирование плоской терагерцовой волны, более удобной для практического использования, чем конический терагерцовый пучок в стандартной схеме.

Теоретическая модель

На рис. 1 показана предлагаемая схема вывода терагерцового излучения из филамента. Сфокусированный в линию (параллельную оси y) двухцветный лазерный импульс распространяется вдоль оси z с групповой скоростью V_g и за счет ионизации газа

формирует за собой плазменный канал шириной a . Ограничиваясь двумерной моделью, будем считать лазерный пучок и плазменный канал бесконечными вдоль оси y . На расстоянии b от филамента расположена диэлектрическая призма, изготовленная из прозрачного в терагерцовом диапазоне частот материала. В области филамента электроны плазмы, двигаясь в асимметричном двухчастотном оптическом поле, создают ненулевой средний ток j . Направление тока определяется поляризацией оптических полей основной частоты лазерного импульса и его второй гармоники. Будем считать, что ток j направлен вдоль оси y . Низкочастотный ток генерирует в окружающем воздушном пространстве терагерцовое излучение, которое проникает в призму. Поскольку фазовая скорость терагерцовой волны в призме V_{ph} меньше V_g (последняя примерно равна скорости света), то формирование терагерцового поля в призме можно представить как эффект черенковского излучения. Угол распространения терагерцовой волны в призме определяется формулой $\cos \alpha = V_{ph}/V_g$. Вывод терагерцового излучения из призмы осуществляется через скошенную под углом α грань (при этом минимизируются потери на отражение).

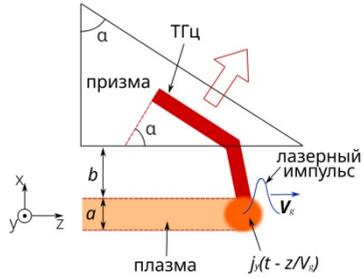


Рис. 1

Будем полагать, что концентрация электронов плазмы N_e в филаменте однородна, а границы плазмы резкие, что хорошо согласуется с данными [7–9]. Тогда низкочастотный ток можно записать в виде

$$j_y = J_0 \cdot F(t - z/V_g)G(x), \tag{1}$$

где J_0 – амплитуда тока, $F(t - z/V_g)$ – функция, описывающая зависимость тока от времени, а $G(x)$ равна единице в области плазмы и нулю вне плазмы. Подставляя выражение (1) в уравнения Максвелла в качестве заданного источника и применяя фурье-преобразование по времени, можно получить уравнение Гельмгольца для фурье-образа электрического поля терагерцового импульса в каждой однородной области пространства (плазма, воздух и призма) в виде

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_y}{\partial x^2} + \kappa^2 \tilde{E}_y = \frac{4\pi}{c} \tilde{j}_y, \tag{2}$$

где \tilde{j}_y – фурье-образ тока, $\kappa^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon - n_g^2)$ – квадрат поперечного волнового числа, $n_g = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_{las}^2}\right)^{-1/2}$ – индекс группового запаздывания лазерного излучения в плазме (равный отношению c/V_g), ω_{las} – частота лазерного излучения, $\omega_p = \sqrt{4\pi N_e e^2/m_e}$ – плазменная частота, c – скорость света, ϵ – диэлектрическая проницаемость в терагерцовой области частот соответствующей области пространства.

Согласно данным статей [7–9] концентрация электронов в филаменте лежит в интервале $N_e \sim 10^{14} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Тогда выражения для поперечного волнового числа в плазме (κ_{pl}), воздухе (κ_{air}) и призме (κ_{pr}) принимают следующий вид:

$$\kappa_{pl}^2 \approx -\frac{\omega_p^2}{c^2}, \quad \kappa_{air}^2 \rightarrow 0, \quad \kappa_{pr}^2 \approx \frac{\omega^2}{c^2}(\varepsilon_{pr} - 1), \quad (3)$$

где ε_{pr} – диэлектрическая проницаемость материала призмы, например, для кварцевой призмы $\varepsilon_{pr} = 4,648$. Волновое число в воздухе можно считать равным нулю.

Используя метод функции Грина, а также условия непрерывности электрического поля и его производной на границах раздела сред, можно получить выражение для спектральной плотности интенсивности терагерцового поля в призме:

$$|C_1|^2 = \frac{4\pi J_0^2 (1 - e^{-a\omega_p/c})^2}{\omega_p^2 (\kappa_{pr}^2 (b\omega_p + c)^2 + \omega_p^2)} \tau^2 \omega^2 e^{-\tau^2 \omega^2 / 2}. \quad (4)$$

Результаты численных расчетов

На рис. 2 представлен спектр интенсивности волны в призме, полученный из формулы (4) при $\tau = \frac{\tau_{FWHM}}{2\sqrt{\ln 2}}$ с $\tau_{FWHM} = 20$ фс [10], $a = 50$ мкм и $N_e = 10^{17}$ см⁻³. При $b = 0$ максимум спектра находится около 4 ТГц. С увеличением расстояния между призмой и филаментом амплитуда спектра уменьшается, а максимум смещается в низкочастотную область. Это связано с тем, что локализованное в воздухе терагерцовое поле спадает с удалением от филамента, при этом высокочастотное излучение спадает быстрее.

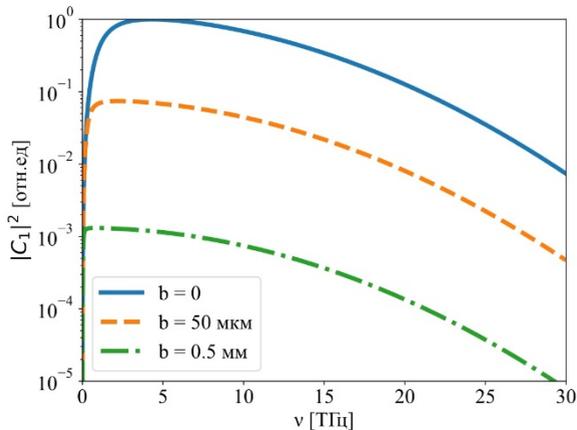


Рис. 2

На рис. 3 приведена зависимость максимума спектральной плотности (нормированного на максимум при $b = 0$) от расстояния между филаментом и призмой. Наблюдается быстрое падение спектральной плотности с расстоянием. Так, уже на расстоянии около 50 мкм происходит уменьшение на порядок.

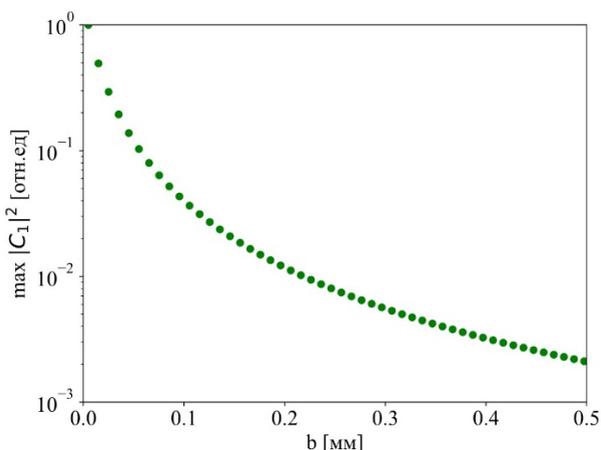


Рис. 3

Таким образом, нами предложена и теоретически исследована новая схема вывода терагерцового излучения из области плазменного филамента в схеме терагерцовой генерации двухцветными лазерными импульсами. Показано, что для эффективного вывода необходимо располагать призму на расстояниях менее 50 мкм от филамента.

- [1] Castro-Camus E., Alfaro M. // *Photonics Res.* 2016. Vol. 4, No. 3. P. A36.
- [2] Fulop J. A., Tzortzakis S., Kampfrath T. // *Adv. Optical Mater.* 2020. Vol. 8. P. 1900681.
- [3] Rizaev G.E., et al. // *Opt. Lett.* 2022. Vol. 47, No. 22. P. 5917.
- [4] Chen Y., et al. // *Photonics Insights.* 2023. Vol. 2. P. R06.
- [5] Sørensen C.B., et al. // *Opt. Lett.* 2020. Vol. 45, No. 7. P. 2132.
- [6] Vaičaitis V., Balachninaite O., Morgner U., Babushkin I. // *J. Appl. Phys.* 2019. Vol. 125. P. 173103.
- [7] Bodrov S., et al. // *Opt. Express.* 2011. Vol. 19, No. 7. P. 6829.
- [8] Théberge F., et al. // *Phys. Rev. E.* 2006. Vol. 74, No. 3. P. 036406.
- [9] Lu X., et al. // *Sci. Rep.* 2015. Vol. 5. P. 15515.
- [10] Kim K.-Y., Glowonia J.H., Taylor A.J., Rod G. // *IEEE J. Quantum Electron.* 2012. Vol. 48, No. 6. P. 797.

ГЕНЕРАЦИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАЗДВОЕННЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПУЧКОМ

Г.С. Парамонов, С.А. Сычугин, М.И. Бакунов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Черенковское излучение терагерцовых волн ультракороткими лазерными импульсами, распространяющимися в электрооптических кристаллах, является распространенным методом терагерцовой генерации [1, 2]. Ширина спектра генерируемого терагерцового излучения определяется как длительностью лазерного импульса накачки, так и поперечным размером лазерного пучка. С увеличением поперечного размера пучка происходит сужение спектра генерации, что обусловлено деструктивной интерференцией терагерцовых волн, излучаемых различными частями пучка. Для широкополосной генерации требуется острая фокусировка лазерного пучка, что ограничивает мощность накачки из-за опасности пробоя кристалла. В последнее время в некоторых приложениях стали использоваться трубчатые лазерные пучки [3, 4]. Можно ожидать, что применение таких пучков для генерации терагерцового черенковского излучения позволит увеличить ширину спектра излучения, поскольку при этом будет отсутствовать эмиссия из сердцевины пучка. В то же время возникает вопрос о влиянии на генерацию интерференции терагерцовых волн, испущенных тонкими стенками лазерного пучка.

В настоящей работе исследуются особенности генерации терагерцового черенковского излучения трубчатыми лазерными пучками в двумерной модели.

Модель и основные уравнения

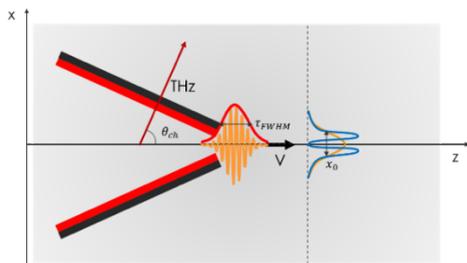


Рис. 1

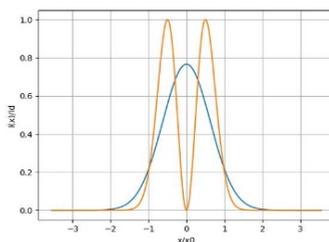


Рис. 2

Рассмотрим сфокусированный в линию ультракороткий лазерный импульс, распространяющийся в однородном электрооптическом кристалле вдоль оси z с групповой скоростью $V = c/n_{gr}$, где c – скорость света, а n_{gr} – оптический групповой показатель преломления (рис. 1). Профиль интенсивности лазерного импульса будем считать заданным в виде $I(t, z, x) = I_0 F(t, z) G(x)$, где I_0 – пиковая интенсивность, $F(t, z) = e^{-(t-z/V)^2/\tau^2}$ – временная огибающая (τ – длительность лазерного импульса), а $G(x)$ – поперечный профиль лазерного импульса. В данной работе исследовались пучки с гауссовым $G_g(x) = e^{-x^2/x_g^2}$ и раздвоенным $G_d(x) = (x/x_d)^2 e^{-x^2/x_d^2}$

поперечными профилями интенсивности ($x_{g,d}$ – полуширины гауссова и раздвоенного пучков на уровне $1/e$) (рис. 2). Лазерный импульс считается линейно поляризованным вдоль оптической оси кристалла (оси y).

Вследствие нелинейного эффекта оптического выпрямления лазерного импульса в кристалле индуцируется распространяющаяся совместно с лазерным импульсом нелинейная поляризация

$$\mathbf{P}^{NL} = \mathbf{y}_0 P_0 F(t, z) G(x) \quad (1)$$

с пиковым значением $P_0 = dE_0^2$, где d – нелинейный коэффициент среды, E_0 – максимум огибающей электрического поля лазерного импульса ($I_0 = (cn_{\text{opt}}/8\pi)E_0^2$, где n_{opt} – оптический фазовый показатель преломления).

Для нахождения терагерцового поля, генерируемого нелинейной поляризацией, будем решать уравнения Максвелла с \mathbf{P}^{NL} (1) в качестве источника. Применив к полученной системе уравнений преобразование Фурье по переменным t и x , получим выражение для фурье-компоненты электрического поля

$$\tilde{E}_y(\omega, g, z) = 4\pi p_y \tilde{F} \tilde{G} / (c^2 \kappa^2 / \omega^2 - n_g^2) e^{-i\omega z / v}, \quad (2)$$

где $\kappa^2 = (\omega/c)^2 \varepsilon(\omega) - g^2$, а $\tilde{F}(\omega) = \tau / (2\sqrt{\pi}) e^{-\omega^2 \tau^2 / 4}$, $\tilde{G}_g(g) = x_g / (2\sqrt{\pi}) e^{-g^2 x_g^2 / 4}$ и $\tilde{G}_d(g) = \pi(g^2 x_d^2 / 2 - 1) x_g / (2\sqrt{\pi}) e^{-g^2 x_d^2 / 4}$ – фурье-образы временной огибающей, поперечного профиля гауссова и раздвоенного импульсов соответственно.

С помощью обратного преобразования Фурье перейдем в пространство x , z , t и получим моментальные снимки y -компоненты электрического поля, а также его осциллограммы и спектры.

Результаты

Численный расчет был проведен для практически интересного случая генерации терагерцового излучения в кристалле ниобата лития (LiNbO_3) фемтосекундными импульсами титан-сапфирового лазера с длиной волны 800 нм (при этом $n_{\text{opt}} = 2,16$ и $n_g = 2,23$). Энергия импульса считалась одинаковой для пучков обоих типов. Для диэлектрической проницаемости кристалла в терагерцовом диапазоне использовалась формула с одним фоновым резонансом [1]

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty) \omega_{TO}^2}{\omega_{TO}^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_0 = 10$ и $\varepsilon_\infty = 26$ – низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости, $\omega_{TO} / (2\pi) = 7,44$ ТГц – частота фонового резонанса, $\gamma / (2\pi) = 0,844$ ТГц – коэффициент поглощения.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчета моментальных снимков электрического поля $E_y(t, x, z)$ в кВ/см для гауссова (рис. 3) и раздвоенного (рис. 4) пучков при длительности импульса $\tau_{\text{FWHM}} = 150$ фс, поперечном размере $(x_{g,d})_{\text{FWHM}} = 50$ мкм и пиковой интенсивности пучка с гауссовым профилем $I_g = 10$ ГВт/см² (пиковая интенсивность пучка с раздвоенным профилем $I_d = 3,55 I_g$ следует из условия равенства

энергии в импульсе). Видно, что раздвоенный пучок генерирует терагерцовое поле большей амплитуды из-за более высокой пиковой интенсивности.

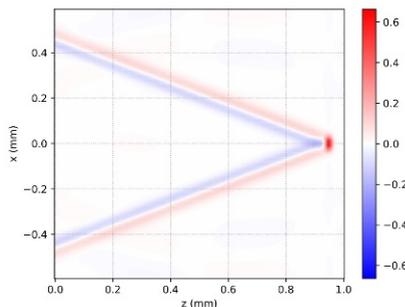


Рис. 3

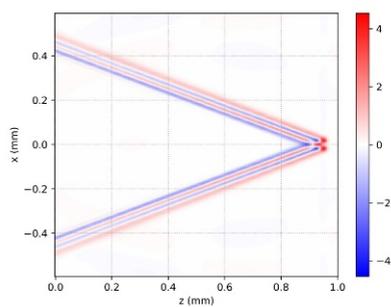


Рис. 4

На рис. 5 и 6 построены осциллограммы и спектры терагерцового поля для гауссова (оранжевые кривые) и раздвоенного (синие линии) пучков при тех же значениях параметров. Наличие провала в спектре для раздвоенного пучка является результатом деструктивной интерференции волн от стенок пучка. При этом спектр примерно вдвое шире, чем спектр от гауссова пучка вследствие тонкости стенок пучка.

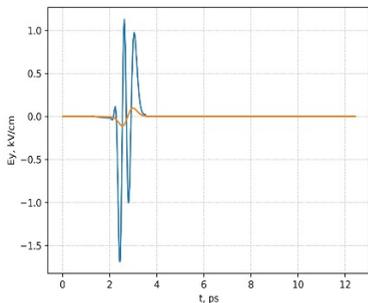


Рис. 5

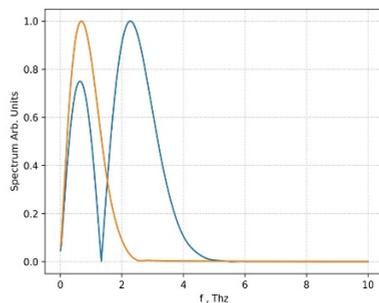


Рис. 6

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (22-19-00371).

- [1] Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.A. // Phys. Rev. Lett. 1984. Vol. 53. P. 1555.
- [2] Bakunov M.I., Bodrov S.B., Maslov A.V., Hangyo M. // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76. P. 085346.
- [3] Jian C., Ye Z., Pickel A.D. // J. Appl. Phys. 2022. Vol. 132. P. 245104.
- [4] Zugerstein M., et al. // Appl. Surf. Sci. 2022. Vol. 592. P. 153228.

ЛАЗЕРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ И ГЕНЕРАТОР НА ТОНКОМ СТЕРЖНЕ ИЗ КРИСТАЛЛА $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$

И.В. Пономарев¹⁾, И.И. Кузнецов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Иттербиевые лазеры высокой средней мощности на тонком стержне и ультракоротких импульсах являются важным классом лазерных систем, которые нашли широкое применение в различных областях науки и техники, включая медицинскую диагностику, материаловедение, научные исследования и производственные процессы. В данной работе рассматривается усилитель на основе кристалла $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$, с размерами: 14,5 мм – длина, 0,5 мм – радиус.

На рис. 1 представлена схема крепления кристалла.

Описание модели

В рамках работы построена теоретическая модель, позволяющая рассчитать:

1. Коэффициенты поглощения и усиления в зависимости от мощности накачки и мощности сигнала
2. Температуру входного и выходного торцов кристалла в зависимости от мощности накачки
3. Оптическую силу тепловой линзы от мощности накачки

Система балансных уравнений [1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial I_P}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up})I_P \\ \frac{\partial I_L}{\partial z} = -(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up})I_L \\ \frac{\partial N_{Up}}{\partial t} = \frac{I_P}{h\nu_P}(\sigma_{abs}(\lambda_P)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_P)N_{Up}) + \\ + \frac{I_L}{h\nu_L}(\sigma_{abs}(\lambda_L)(N_{Yb} - N_{Up}) - \sigma_{em}(\lambda_L)N_{Up}) - \frac{N_{Up}}{\tau} \end{cases} \quad (1)$$

Нестационарное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial(a(T)T)}{\partial t} - \nabla(k(T)\nabla T) = Q(r, z, t). \quad (2)$$

Коэффициенты поглощения и усиления:

$$k_{em} = \frac{P_{out} - P_{lum}}{P_{in}}. \quad (3)$$

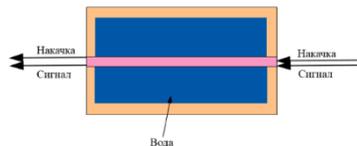


Рис. 1

$$k_{abs} = 1 - \frac{P_{in} - P_{out}}{P_{in}}. \quad (4)$$

Оптическая сила тепловой линзы:

$$\int_0^L T * \frac{dn}{dT} * dz. \quad (5)$$

Для аппроксимации использовалось уравнение параболы вида $A * r^2$, откуда оптическая сила тепловой линзы вычислялась по формуле: $1/F = - (2 * A)$.

Схема установки (представлена на рис. 2)

1 – сигнал; 2,4 – фокусирующая линза; 3 – накачка;
5,6,7 – зеркало; 8,10,11 – дихроичное зеркало;
9 – кристалл $\text{Yb}^{3+}:\text{CaF}_2$; 12,13 – измеритель мощности, камера для измерения оптической силы тепловой линзы;
14 – пирокamera.

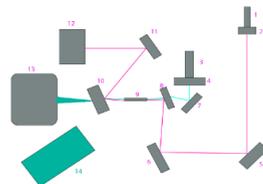


Рис. 2

Описание эксперимента

Излучение лазера объединялось с пучком накачки с помощью дихроичного зеркала, которое пропускало накачку и отражало сигнал на входной торец кристалла. После прохождения двух пучков через кристалл они попадали на дихроичное зеркало, которое отражало сигнал и пропускало накачку, вследствие чего мы могли измерить зависимость мощности сигнала от мощности накачки. При помощи системы зеркал пучок сигнала направлялся на измеритель мощности или камеру. Также в схему была включена пирокamera, при помощи которой мы могли наблюдать изменение температур на торцах кристалла, перемещая её.

Проводимые измерения

1. Коэффициент поглощения накачки. Для этого сняли мощность накачки без кристалла. Во время эксперимента также снималась мощность накачки. Впоследствии при помощи формулы (4) для k_{abs} нашли коэффициент поглощения накачки.

2. Коэффициент усиления сигнала. Для этого снимали мощность сигнала в зависимости от мощности накачки. Источником ошибки являлась люминесценция, которая попадала на измеритель мощности. Для исключения ошибки проводился эксперимент по нахождению мощности люминесценции. Для этого сигнал перекрывался, и мы измеряли люминесценцию в зависимости от мощности накачки. И, так же как в предыдущем пункте, при помощи формулы (3) для k_{em} нашли коэффициент усиления сигнала.

3. Температура торцов. Для этого мы установили пирокamera и снимали показатели температур на входном и выходном торцах кристалла. В рассмотрение принималось максимальное значение температуры в кадре.

4. Оптическая сила тепловой линзы. Для того чтобы вычислить оптическую силу тепловой линзы, при помощи камеры были сняты размеры пучка на определенном

расстоянии от кристалла при различной мощности накачки. Далее при помощи вычислений в программе «teZonator» были найдены фокусы тепловой линзы, приводящие к аналогичному размеру пучка для различной мощности накачки. Из фокуса была найдена оптическая сила тепловой линзы.

5. Непрерывный генератор. Далее был собран непрерывный лазер. Чтобы приступить к исследованию, необходимо было пересобрать установку, чтобы получить резонатор, обеспечивающий генерацию на основной поперечной моде.

Проводимый эксперимент

1. Рассчитали теоретически, какие расстояния и сферические зеркала необходимы для того, чтобы создать генератор, в программе «teZonator».

На рис. 3 изображен размер основной моды резонатора вдоль всей схемы. Для получения одномодовой генерации необходимо, чтобы размер моды в кристалле был немного меньше размера пучка накачки.

Важным условием для стабильной работы генератора является динамическая устойчивость. На рис. 4 показана зависимость радиуса пучка от фокуса линзы. Она имеет минимум при -225мм , и это значит, что радиус пучка слабо зависит от тепловой линзы в данной области.

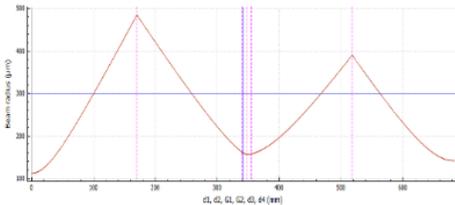


Рис. 3

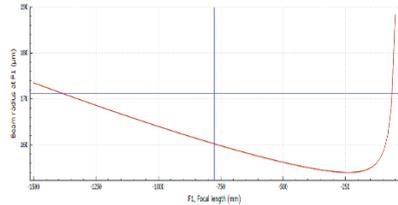


Рис. 4

2. Собрали установку и при помощи маломощного лазера произвели настройку зеркал.

3. При помощи измерителя мощности и камеры произвели более точную настройку и замеры.

Результаты расчётов и экспериментов

По результатам проведенного эксперимента и расчетов были построены графики. Мощность сигнала на входе: $7,75\text{ Вт}$.

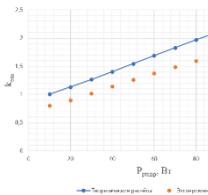


Рис. 5

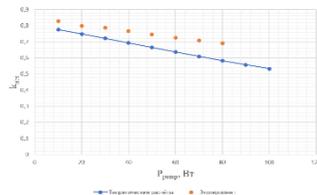


Рис. 6

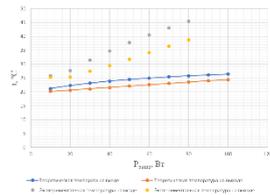


Рис. 7

На рис. 5 видно, что усиление растет с увеличением накачки. В эксперименте усиление меньше, так как в программе не учитывались потери и тепловые эффекты кристалла.

Из рис. 6 можно заметить, что коэффициент поглощения спадает при увеличении мощности накачки. Это объясняется эффектом насыщения поглощения. В эксперименте поглощение было больше, что связано с тем, что в расчете не учитывались потери и тепловые эффекты кристалла.

Максимальная температура на торцах кристалла увеличивалась при увеличении мощности накачки, что видно из рис. 7. Температура в эксперименте выше, так как мы не учитывали в программе, что кристалл крепится за торцы, что видно на рис. 1, и из-за этого температура кристалла на торцах выше.

Из рис. 8 видно, что оптическая сила тепловой линзы растёт почти линейно при увеличении мощности накачки. В расчете линза получилась сильнее. Различия в эксперименте и теории связаны с тем, что мы не учитывали фотоупругий эффект в программе, который имеет противоположный знак термооптическому эффекту.

Из рис. 9, который показывает зависимость мощности генератора от мощности накачки для различных коэффициентов пропускания зеркал (2% и 8%), мы видим, что мощность генератора с выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 8% выше, чем мощность генератора с выходным зеркалом с коэффициентом пропускания 2%.

Заключение

Мы рассчитали и нашли опытным путем: коэффициенты усиления и поглощения, зависимость температуры на торцах кристалла, оптическую силу тепловой линзы, и собрали генератор с плоскими зеркалами с различным коэффициентом пропускания. После проведенных экспериментов были построены графики, которые наглядно показали различия между результатами расчетов и экспериментов. Также было найдено лучшее выходное зеркало, которое позволило получить большую выходную мощность для генератора, которая составила более 7 Вт при генерации на основной поперечной моде.

[1] O. Casagrande, N. Deguil-Robin, B. Le Garrec, G. L. Bourdet // IEEE J. OF Quant. Electron. 2007. Vol. 43, No. 2. P. 206.

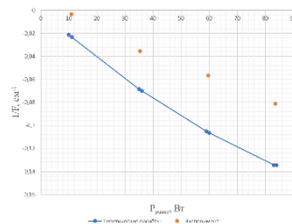


Рис. 8

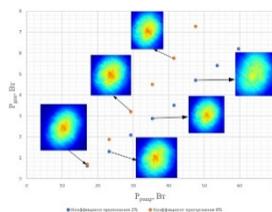


Рис. 9

ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ HgCdTe/CdHgTe С МИКРОДИСКОВЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

А.А. Разова^{1,2)}, М.А. Фадеев¹⁾, В.В. Уточкин¹⁾, В.В. Румянцев¹⁾, Н.Н. Михайлов³⁾,
Д.В. Шенгуров¹⁾, Е.Е. Морозова¹⁾, Н.С. Гусев¹⁾, С.В. Морозов¹⁾

¹⁾ ИФМ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ИФП СО РАН

Введение

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe являются перспективным материалом для межзонных лазеров диапазона длин волн 3–5 мкм окна прозрачности атмосферы. В настоящее время в данном диапазоне в структурах с КЯ HgCdTe/CdHgTe получено стимулированное излучение (СИ) при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении вплоть до 0 °С [1]. Однако для получения лазерного излучения (ЛИ) нужен резонатор. В данной работе демонстрируется первое ЛИ в микродисковых резонаторах на основе гетероструктур с HgCdTe КЯ. Формирование резонатора производилось не стандартным сколом граней (что невозможно из-за специфического направления роста (013)), а альтернативными методами – фотолитографией и ионным травлением.

Методы исследования

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs (013). Далее выращивались буферные слои ZnTe и CdTe и волноводный слой $\text{Cd}_{0.75}\text{Hg}_{0.25}\text{Te}$, в котором находился массив КЯ $\text{Hg}_{0.92}\text{Cd}_{0.08}\text{Te}$. Поверх данной структуры наносился защитный слой CdTe толщиной 50 нм [2].

Одиночные микродисковые резонаторы, диаметры которых составляли 50 мкм, формировались с помощью метода травления ионами аргона. Для фотолитографии в качестве маски использовался либо фоторезист AZ1512 и проявитель MIF726 (такие микродиски обозначим № 1), либо использовалась металлическая маска Ni/V (такие микродиски обозначим № 2). Высота микродисков составляла 1.5 мкм, при этом вне области микродисков стравливался защитный слой, верхний волноводный слой, квантовые ямы и частично нижний волноводный слой. Качество поверхности, а также измерение высоты, угла наклона микродисков анализировались с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) SUPRA 50VP (Carl Zeiss). На рисунке 1 представлены СЭМ снимки исследуемых микродисковых лазеров № 1(а) и № 2(б) на основе структуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe.

Исследования спектров лазерного излучения проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v, один из выходов которого оптически сопряжен с гелиевым криостатом замкнутого цикла с помощью эллиптического зеркала. Спектрометр работал в режиме пошагового сканирования. Образец устанавливался на холодный палец криостата, который имеет возможность температурной перестройки 8–300 К. Возбуждаемое излучение было направлено под углом 45° к поверхности образца от

импульсного оптического параметрического генератора. Он излучал на длине волны 2 мкм, с длительностью импульса 10 нс, частотой следования импульсов 10 Гц и максимальной интенсивностью до 1 МВт/см² при диаметре пучка 8 мм. В качестве детектора использовался HgCdTe-приемник Kolmar Technologies D317.

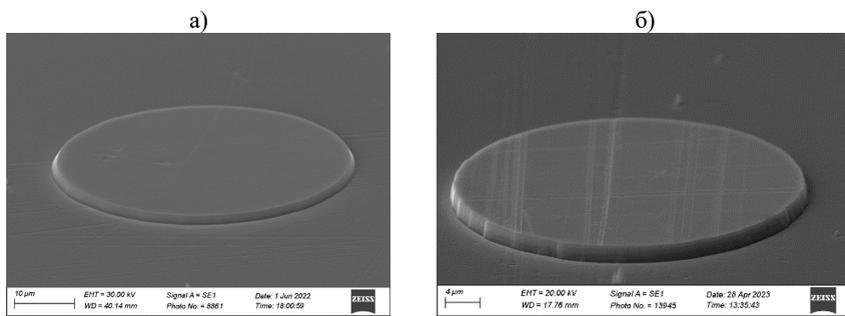


Рис. 1

Результаты

Для структуры с микродисковым резонатором № 1 спектры ЛИ были получены в диапазоне температур от 9 до 230 К. При увеличении температуры количество пиков на спектре ЛИ уменьшалось, что было связано с разной добротностью различных мод, возникающих в микродисковом резонаторе гетероструктуры с КЯ HgCdTe/CdHgTe. На рисунке 2 представлены спектры ЛИ микродиска № 1 при минимальной и максимальной температуре наблюдения ЛИ, где видно, что при 230 К наблюдаются 5 пиков. При низких температурах помимо азимутальных мод (мод шепчущей галереи), которые наблюдаются при 230 К, также наблюдаются радиальные моды (моды типа Фабри–Перо).

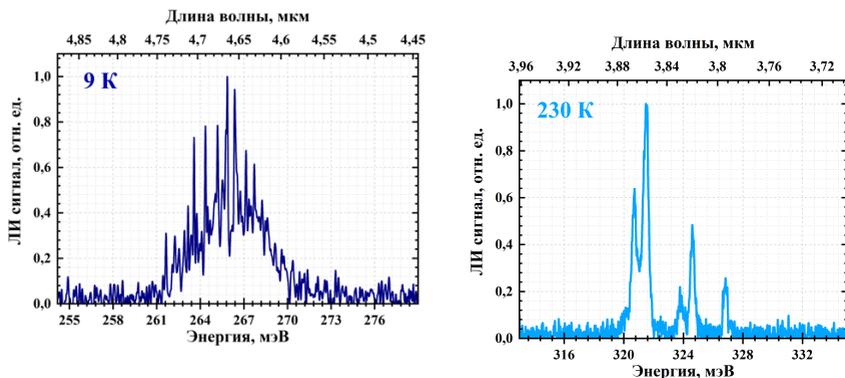


Рис. 2

Межмодовое расстояние для мод шепчущей галереи можно рассчитать как

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / (2\pi Rn),$$

где $R=25\pm 1$ мкм – радиус микродиска, $n=2.800\pm 0.001$ – эффективный показатель преломления, $\lambda=3.82$ мкм – резонансная длина волны [3]. Тогда с учётом имеющихся значений теоретическое значение $\Delta\lambda = 0.035\pm 0.0014$ мкм, что хорошо согласуется с экспериментальным значением, которое составляет 0.037 мкм.

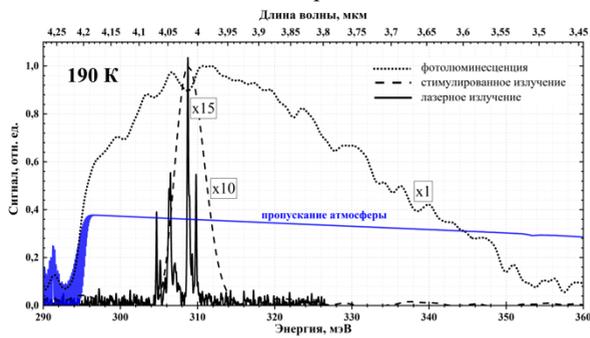


Рис. 3

Стоит отметить, что стимулированное и лазерное излучение имеют пороговый характер, что позволяет различить между собой фотолюминесценцию, СИ и ЛИ. На рисунке 3 показаны спектры излучения для микродиска № 1 при 190 К, из которых видно, что переход от одного процесса к другому сопровождается

обужением линии и сверхлинейным изменением интенсивности.

Для структуры с микродисковым резонатором № 2 спектры ЛИ были получены при температурах 10–65 К (рис. 4). Здесь также видны моды шепчущей галереи, межмодовое расстояние которых хорошо согласуется с теоретическими данными. При 60–65 К наблюдается одномодовая генерация. При этом видно, что по сравнению с микродиском № 1 у микродиска № 2 при всех температурах наблюдаются только моды шепчущей галереи, но при этом максимальная температура генерации в разы меньше. Повидимому, это связано, во-первых, с использованием другой маски в процессе фотолитографии, во-вторых, с ионным травлением. Наклон стенок у микродиска № 2 более вертикален, что обеспечивает металлическая маска, так как она более «жесткая». Фоторезист под действием ионов немного расплавляется, что приводит к более гладкой поверхности стенок, но при этом уменьшается их вертикальность. Также на рисунке 1б видно, что поверхность микродиска № 2 сверху повреждена. Дело в том, что Ni имеет хорошую адгезию с HgCdTe, что приводит к дополнительным процессам травления для снятия остатков маски. Таким образом, каждая из масок имеет свои преимущества и недостатки и несомненно процессы фотолитографии и ионного травления для исследуемых структур нуждаются в доработке.

Также стоит отметить, что постростовые процессы могут привести к появлению нескольких дополнительных факторов, которые могут увеличить пороговую концентрацию носителей, например, увеличить вероятность поверхностной рекомбинации, что приводит к уменьшению максимальной температуры генерации (в непроцессированной исходной структуре максимальная температура наблюдения СИ составляла 270 К). Также дополнительным фактором может служить увеличение потерь на вывод излучения. Обратим внимание, что пороговые плотности мощности накачки для

непроцессированной структуры и микродисков составляли десятки кВт/см², что для микродиска диаметром 50 мкм соответствует интегральной пороговой мощности 1 Вт, достижимой обычными коммерческими лазерами.

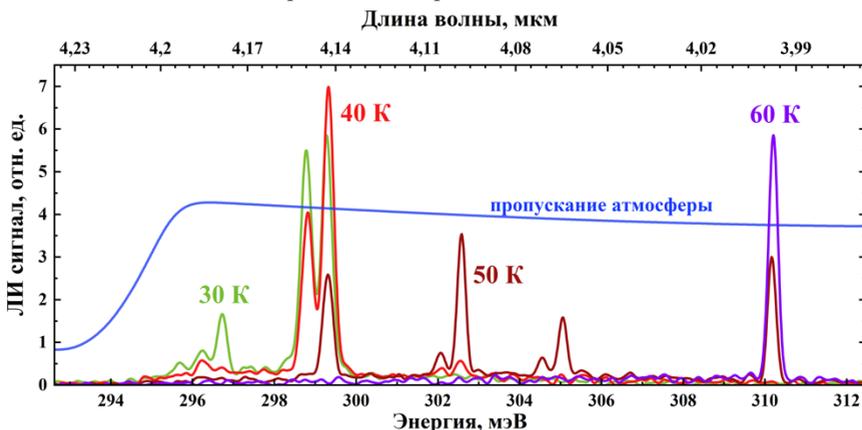


Рис. 4

Таким образом, в работе продемонстрировано наблюдение мод шепчущей галереи при оптической накачке в микродисковых резонаторах с КЯ HgTe/HgCdTe, полученных с помощью различных масок. Предложенные методы фотолитографии и ионного травления подходят для изготовления микродисковых лазеров на основе КЯ HgCdTe и существенно не ухудшают их свойства. В дальнейшем необходимо усовершенствовать процессы формирования микродисков, провести оптимизацию процессов накачки, а также уменьшить разогрев носителей и повысить добротность резонаторов. Уже сейчас мы имеем микродисковый лазер на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/HgCdTe, генерирующий при термоэлектрическом охлаждении. Однако осуществление усовершенствований непременно откроет перспективы как для работы при комнатной температуре, так и при других длинах волн инфракрасного диапазона.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (грант FSWR-2020-0035).

- [1] Razova A.A., et al. // Applied Physics Letters. 2023. Vol. 123, No. 16. P. 161105.
- [2] Dvoretzky S., et al. // Journal of Electronic Materials. 2010. Vol. 39, No. 7. P. 918.
- [3] Wang M., et al. // Applied Physics Express. 2019. Vol. 12, No. 6. P. 062003.

АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

М.А. Родионов^{1, 2)}, В.Л. Вакс^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИФМ РАН

В ИФМ РАН разработан ряд приборов, которые позволяют производить измерения спектров поглощения газов в субтерагерцовом диапазоне частот. Однако большой объём экспериментальных данных затрудняет анализ, что требует применения эффективных автоматических методов для обнаружения и определения резонансных частот спектральных линий.

Необходимо рассмотреть негативное влияние конструктивных особенностей приборов на получаемые экспериментальные данные и способы борьбы с ним. В работе для спектрометра с фазовой манипуляцией воздействующего на газ излучения [1] реализован полностью автоматизированный алгоритм для определения резонансных частот спектральных линий.

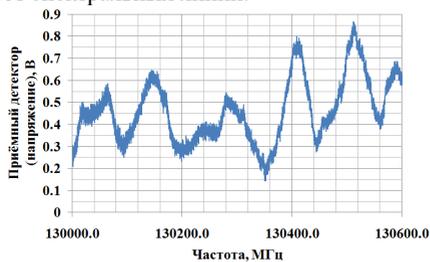


Рис. 1

Негативное влияние, вносимое в данные, характеризуется различными искажениями, которые можно разделить на две основные группы: глобальные и локальные. К глобальным относится интерференционное искажение (рис. 1). Оно вызвано тем, что на приёмник поступает не только сигнал, прошедший через измерительную ячейку напрямую, но и множество его отражений.

К локальным относятся: «разрыв первого рода» (рис. 2) и «локальный всплеск интенсивности» (рис. 3). Оба искажения вызваны особенностью перестройки частоты воздействующего на газ излучения. Изменение частоты осуществляют синтезаторы частоты с мелкой и крупной сеткой частот. При работе последнего изменяется выходная мощность источника излучения, а именно лампы обратной волны (ЛОВ), что непосредственно приводит к возникновению локальных искажений.

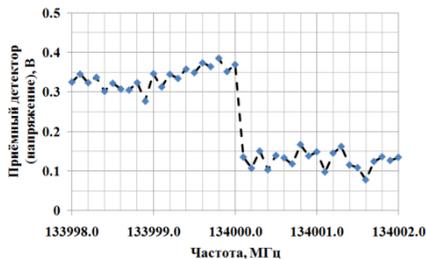


Рис. 2

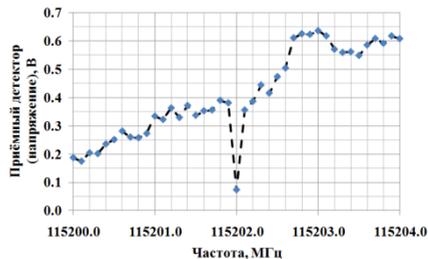


Рис. 3

Для устранения интерференционного искажения был выбран способ вычитания из исходных экспериментальных данных кусочно-полиномиальной аппроксимации

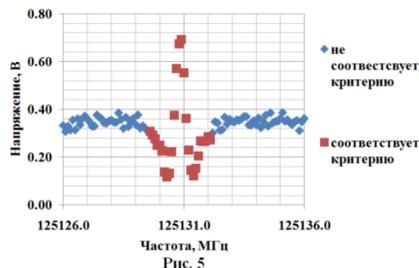
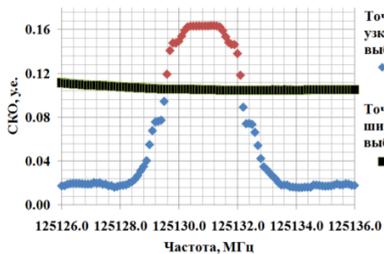
третьего порядка. Это связано с тем, что такой подход не приводит к уменьшению анализируемой алгоритмом области спектра и не приводит к искажению формы искомым спектральных линий.

Для автоматического обнаружения и устранения локальных искажений были сформулированы численные критерии их наличия.

«Локальный всплеск интенсивности»: имеется пара соседних и значительных по амплитуде разнонаправленных изменений величины напряжения, которые превышают уровень $1,5 \cdot \text{СКО}$, где СКО – среднее среднеквадратических отклонений выборки величины напряжения, предшествующей и последующей искажению, по которым рассчитываются значения линейной аппроксимации. После этого величина напряжения во всплеске интенсивности заменяется ближайшим значением из рассчитанных.

«Разрыв первого рода»: имеется одиночное и значительное по амплитуде изменение величины напряжения, которое превышает уровень $3 \cdot \text{СКО1}$ и $6 \cdot \text{СКО2}$, где СКО1 – среднее среднеквадратических отклонений выборки величины напряжения, предшествующей и последующей искажению, СКО2 – среднеквадратическое отклонение в окрестности искажения относительно линейной аппроксимации. В сравнении с «локальным всплеском интенсивности» недостаточно изменить значение в одной точке. Поэтому он преобразуется изменением всех значений напряжения, следующих после искажения, на амплитуду среднего между величиной изменения напряжения и модулем разности крайних значений линейных аппроксимаций, непосредственно граничащих с искажением.

Для автоматического обнаружения спектральных линий также был сформулирован численный критерий: в данных выделяются области, в которых $\text{СКО1} > 2 \cdot \text{СКО2}$, где СКО1 – среднеквадратическое отклонение выборки из узкого интервала, СКО2 – уточнённое среднеквадратическое отклонение выборки из широкого интервала, которое рассчитано с исключением величин, превышающих удвоенное среднеквадратическое отклонение этой выборки (рис.4, 5).



В выделенной области могут оказаться несколько линий. Поэтому осуществляется полиномиальная аппроксимация методом наименьших квадратов, после чего определяются частоты, соответствующие локальным максимумам аппроксимации, которые и являются резонансными частотами.

[1] Вакс В.Л. и др. // Успехи физических наук. 2020. Т. 190, №. 7. С. 765.

ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВИТЕЛЬНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПРОФИЛЬ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ ЛИНИЙ МОЛЕКУЛЫ КИСЛОРОДА

**А.Ю. Секачева, М.А. Кошелев, И.Н. Вилков, Г.Ю. Голубятников,
М.Ю. Третьяков**

ИПФ РАН

Молекулярный кислород является одним из основных компонентов атмосферы Земли и вносит заметный вклад в атмосферное поглощение субТГц излучения. Спектр кислорода в этом диапазоне состоит из линий тонкой структуры и двух вращательных триплетов. Параметры линий тонкой структуры известны с требуемой для атмосферных приложений точностью из наших предыдущих исследований (см. [1] и ссылки там). Вращательные триплеты менее изучены, главным образом, из-за известных проблем с источниками и приёмниками излучения в этой спектральной области. Несколько предыдущих исследований были направлены на измерение столкновительных параметров линий триплетов и их температурных зависимостей [2–5]. Функции модели формы линии, используемые в этих исследованиях, не учитывают зависимость скорости столкновительной релаксации молекул от скорости их движения (эффект «ветра»). Это может приводить к систематическому искажению формы линии при ее моделировании, составляющему несколько процентов от её амплитуды. Современные модели атмосферного поглощения требуют более точного моделирования формы линии.

Целью данной работы является получение новой высокоточной лабораторной спектроскопической информации о параметрах формы вращательных линий кислорода, которые либо уже используются, либо могут быть использованы в интересах дистанционного зондирования атмосферы и подстилающей поверхности.

Исследование формы линий кислорода проводилось с помощью двух спектрометров, отличающихся принципом регистрации спектров, что повышает достоверность получаемой информации. Первый – это классический видеоспектрометр [6] на основе лампы обратной волны (ЛОВ), газовой ячейки с исследуемым веществом и гелиевого болометра, который детектирует изменение интенсивности излучения при его поглощении газом. Второй – спектрометр с радиоакустическим детектором поглощения (РАД-спектрометр) [7], который регистрирует изменение свойств газа в результате его взаимодействия с излучением.

Для записи спектров использовалась манипуляция частоты излучения с последующей синхронной демодуляцией сигнала спектрометра на частоте модуляции. Линии записывались в чистом кислороде и в смеси с азотом при общем давлении от 0,1 до 2,87 Торр. Для достижения достаточного отношения сигнал/шум для точного изучения формы линии окончательный спектр при каждом давлении был получен усреднением многократных (до 100) записей. Характерные спектры, полученные с помощью видео- и РАД-спектрометров, показаны в верхней части рис. 1.

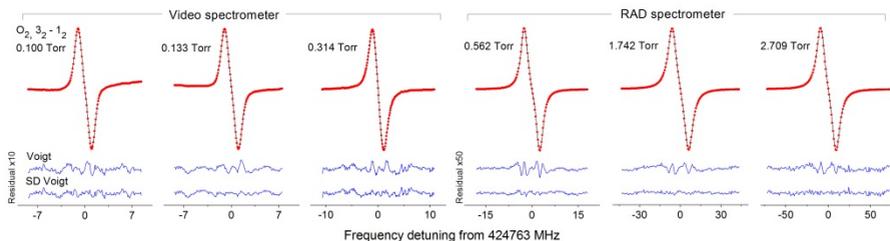


Рис. 1

Сигнал от наблюдаемой линии моделируется в виде $S(f) = S_0 \cdot [F(f + dev) - F(f - dev)]$, где f – частота излучения, dev – девиация частоты (фиксированный параметр), S_0 – амплитудный множитель, $F(f)$ – общепринятая модель формы линии.

Несмотря на то, что использование частотной манипуляции позволяет значительно уменьшить влияние базовой линии спектрометра, в некоторых случаях модельная функция была дополнена полиномиальной функцией частоты для учета оставшейся базовой линии.

Анализ спектров проводился с помощью двух моделей формы линий $F(f)$, остатки от аппроксимации которых к экспериментальным спектрам показаны в нижней части рис. 1. Контур Фойгта (Vp), не учитывающий зависимость столкновительной релаксации молекул от скорости, демонстрирует систематическое отличие расчетного профиля от наблюдаемого вблизи центра линии и используется в основном для сравнения результатов данного исследования с предшествующими данными. Для учета эффекта «ветра» использовался модифицированный профиль Фойгта (SD Voigt) с квадратичной аппроксимацией ширины линии от скорости $\Gamma(v) = \Gamma_0 + \Gamma_2 \left[\left(\frac{v}{\tilde{v}} \right)^2 - \frac{3}{2} \right]$, где $\tilde{v} = \sqrt{2k_B T / m}$ – наиболее вероятная скорость поглощающих молекул массы m при температуре T , k_B – постоянная Больцмана. Параметры Γ_0 и Γ_2 линейно зависят от давления: $\Gamma_{0,2} = \gamma_{0,2} \cdot p$.

На рис. 2 представлены экспериментальные зависимости столкновительных параметров (Γ_0 и Γ_2 – слева, Δ_0 – справа) линии кислорода вблизи 773 ГГц от давления. Данные с разных спектрометров показаны незакрашенными (видео) и покрашенными (РАД) символами. Сплошными линиями показана аппроксимация экспериментальных точек линейными зависимостями. Представленные зависимости демонстрируют хорошее согласие данных, полученных с помощью разных экспериментальных методик, что говорит о достоверности результатов.

Высокая точность полученных данных позволила впервые определить коэффициенты сдвига центральной частоты исследуемых линий давлением кислорода и азота $f_c = f_0 + p \cdot \delta$, где f_0 – невозмущенная частота перехода, f_c – наблюдаемая частота перехода, p – давление, δ – коэффициент сдвига. Ранее в моделях распространения излучения в атмосфере считалось, что сдвиг пренебрежимо мал, однако на рис. 2 видно, что

его величина составляет порядка 30 кГц/Торр. При атмосферном давлении это дает заметный эффект, сдвигая линию более чем на 20 МГц, и требует учета при интерпретации радиометрических данных. Кроме того, полученные значения сдвигов линий позволяют повысить точность определения частот вращательных переходов (в некоторых случаях – на порядок), демонстрируя лучшее согласие с расчетными значениями, полученными в результате глобального анализа кислородных данных [8]. Сравнительный анализ частот переходов приведен в табл.

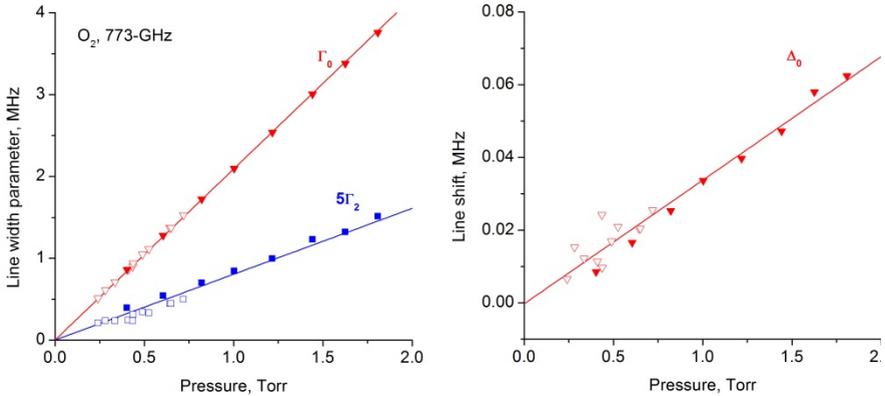


Рис. 2

Табл.

$N', J' - N, J$	Эксп. значение	Эксп.-расч.	Расчетное значение [8]	Ссылка
3,2 – 1,1	368498.245(20)	0.0036	368498.2414(73)	[4]
	368498.2379(8)	-0.0035		ДР*
3,2 – 1,2	424763.80(20)	0.7849	424763.0151(72)	[9]
	424763.210(100)	0.1949		[10]
	424763.030(14)	0.0149		[3]
	424763.037(20)	0.0219		[11]
	424763.0082(9)	-0.0069		ДР
3,3 – 1,2	487249.270(30)	0.0028	487249.2672(73)	[4]
	487249.261(20)	-0.0062		[11]
	487249.2625(11)	-0.0047		ДР
5,4 – 3,3	715392.980(70)	0.0852	715392.8948(107)	[4]
	715392.888(5)	-0.0068		ДР
5,4 – 3,4	773839.512(48)	0.0289	773839.4831(106)	[4]
	773839.514(80)	0.0309		[11]
	773839.4735(30)	-0.0096		ДР

*ДР – данная работа

Таким образом, в результате проведенного нами исследования были измерены столкновительные коэффициенты уширения Γ_0 и параметры Γ_2 их квадратичной зависимости от скорости поглощающих молекул, а также коэффициенты сдвига Δ_0 для трех линий первого вращательного триплета кислорода (368, 425 и 487 ГГц) и двух линий второго триплета (715 и 773 ГГц), уширенных давлением кислорода и азота. На основе этих данных были рассчитаны аналогичные параметры для случая уширения линий давлением воздуха, исходя из состава воздуха 21% кислорода и 79% азота. Полученные данные дают важную спектроскопическую информацию для уточнения моделей атмосферного поглощения субТГц излучения на основе физически-корректной модели формы линии, учитывающей эффект «ветра».

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект 22-72-10118, <https://rscf.ru/project/22-72-10118>) с использованием оборудования «ЦКП-7» (УНУ №3589084).

- [1] Koshelev M.A., et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2023. Vol. 298. P. 108493.
- [2] Pickett H. M., Cohen E. A., Brinza D.E. // *Astrophys. J.* 1981. Vol. 248. P. 49.
- [3] Krupnov A.F., et al. // *J. Molec. Spectrosc.* 2002. Vol. 215. P. 309.
- [4] Golubiatnikov G.Yu., Krupnov A.F. // *J. Molec. Spectrosc.* 2003. Vol. 217. P. 282.
- [5] Drouin B.J. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2007. Vol. 105. P. 450.
- [6] Golubiatnikov G.Yu., et al. // *Radiophys Quantum Electron.* 2014. Vol. 56. P. 599.
- [7] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // *Приборы и техника эксперимента.* 2008. № 1. С. 87.
- [8] Koshelev M.A., Golubyatnikov G.Yu., Vilkov I.N., Tretyakov M.Yu. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2022. Vol. 278. P. 108001.
- [9] McKnight J.S., Gordy W. // *Phys. Rev. Lett.* 1968. Vol. 21. P. 1787.
- [10] Steinbach W., Gordy W. // *Phys. Rev. A.* 1973. Vol. 8. P. 1753.
- [11] Drouin B.J., et al. // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2010. Vol. 111. P. 1167.

Секция «Общая физика»

Заседание секции проводилось 14 мая 2024 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – Е.З. Грибова.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII 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.

АНАЛИЗ ТОЧНОСТИ ОЦЕНОК ПАРАМЕТРОВ ВОЛНОВОГО ФРОНТА СИГНАЛА В НЕОДНОРОДНЫХ РАЗРЕЖЕННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

О.В. Болховская, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В большинстве работ, посвященных изучению точности оценки параметров волнового фронта сигнала (начальная фаза сигнала, угол прихода, кривизна и т.д.), рассматриваются однородные линейные или круговые антенные решетки, состоящие из идентичных всенаправленных элементов. При этом предельные точности оценок пространственных параметров сигнала находятся путем вычисления нижних границ Крамера-Рао (ГКР) и явно зависят от геометрии и диаграммы направленности (ДН) антенной системы [1]-[4]. Не так много работ было посвящено поиску оптимальной геометрии многоэлементной антенной системы и изучению влияния диаграмм направленности отдельных элементов на точность оценок параметров волнового фронта сигнала [4]-[6], и, к сожалению, результаты этих исследований нельзя считать полными.

В настоящей работе поставленная выше проблема рассматривается на примере задачи оценивания фазы и угла прихода сигнала с плоским волновым фронтом с помощью одномерной линейной антенной решетки с заданным числом ненаправленных элементов и фиксированной апертурой. Проводится сравнительный анализ характеристики класса неоднородных разреженных антенных решеток, получаемых путем перемещения антенных элементов равномерной эквидистантной решетки из середины на края антенны, с целью увеличения точности оценивания угла прихода сигнала. Анализ точности оценки параметров проводится как путем определения предельных значений ГКР, так и с использованием тщательного компьютерного моделирования разработанных алгоритмов максимального правдоподобия. Полученные результаты позволяют дать рекомендации по оптимальному выбору конфигурации антенной системы в зависимости от сценария развертывания и ожидаемого рабочего уровня значений отношений сигнал/шум.

Постановка задачи предположения

Рассмотрим общую задачу оценки фазы узкополосного известного сигнала и волнового фронта в M -элементной антенной решетке. Модель наблюдения может быть сформулирована следующим образом:

$$\begin{aligned} H_0: \mathbf{x}[n] &= \boldsymbol{\xi}[n], \\ H_1: \mathbf{x}[n] &= \boldsymbol{\xi}[n] + \mathbf{S}[n], n = 1, \dots, N, \end{aligned} \quad (1)$$

где H_0 – гипотеза о том, что сигнал отсутствует, а H_1 – о том, что сигнал в принятой реализации присутствует, $\mathbf{x}[n] = (x_1[n], \dots, x_M[n])^T$ – комплексный вектор размерности M отсчетов наблюдаемых сигналов, $\mathbf{S}[n] = \mathbf{a}[n]\mathbf{S}$ – комплексный вектор той же размерности полезного сигнала в элементах АР, $\mathbf{a}[n]$ – его комплексная амплитуда, $\mathbf{S} = (S_1, \dots, S_M)^T$ – неизвестный вектор плоского волнового фронта, зависящий от угла прихода сигнала, $\boldsymbol{\xi}[n] = (\xi_1[n], \dots, \xi_M[n])^T \sim CN(0, \sigma^2)$ – комплексный гауссовский вектор независимых собственных шумов антенных элементов с нулевыми средними значениями и дисперсией σ^2 , N – объем выборки. Будем считать, что $\mathbf{a}[n]$ – известная функция

времени, выражающая закон модуляции полезного сигнала, одинаковый на всех элементах АР в момент времени n . После того, как решена задача начального обнаружения узкополосного полезного сигнала в приемной M -элементной АР и принята гипотеза H_1 , о наличии сигнала, можно оценить параметры этого сигнала.

Рассмотрим эту задачу для одномерной линейной АР с заданным числом M_0 ненаправленных элементов и фиксированной апертурой D (источник сигнала находится в дальней зоне антенны). Сравнительный анализ точности оценивания фазы и угла прихода сигнала в горизонтальной плоскости проводится для класса неоднородных, симметричных относительно центра, разреженных антенных решеток, получаемых путем перемещения антенных элементов классической равномерной эквидистантной решетки (с расстоянием между элементами $d = \lambda/2$) из середины на края антенны, сохраняя при этом эквидистантность между оставшимися внутри M элементами. Для наглядности на рис. 1 изображены в вертикальной плоскости конфигурации исследуемых разреженных $M_0=32$ - элементных решеток, в которых в качестве антенных элементов используются вертикальные полуволновые вибраторы. При этом очевидно, что в горизонтальной плоскости для всех рассматриваемых конфигураций сохраняется круговая направленность антенных элементов, но коэффициенты усиления крайних элементов, представляющих из себя вертикальные подрешетки из G элементов, $G=(M_0-M)/2$, увеличивается соответственно в G раз. Таким образом, в горизонтальной плоскости получается набор разреженных решеток с неоднородными по коэффициентам усиления элементами, большими у крайних элементов решеток.

Границы Крамера-Рао для рассматриваемого случая

Для рассматриваемого случая оценки неизвестных параметров волнового фронта сигнала, наблюдаемого на фоне аддитивного гауссовского шума (1), с плоским волновым фронтом и известной формой сигнала во времени, функция правдоподобия $W(\mathbf{x}/S)$ записывается как гауссовское распределение с ковариационной матрицей $\mathbf{R}=\sigma^2\mathbf{I}$ и средним значением $\boldsymbol{\mu}=a[n]S$. Неизвестный вектор волнового фронта для рассматриваемого класса антенн может быть записан как

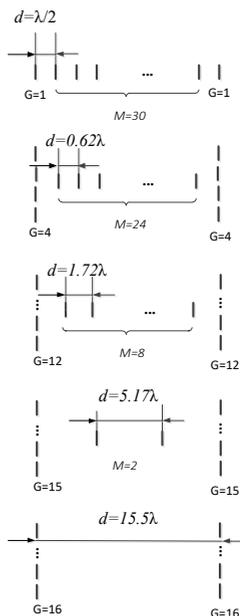


Рис. 1

$$\mathbf{S} = e^{j\varphi_0} [\sqrt{G} e^{j\varphi_1} e^{j\varphi_2}, \dots, \sqrt{G} e^{j\varphi_M}]^T, \quad (2)$$

где φ_0 – начальная фаза сигнала, φ_m – фазовый набег на элементах АР, G – коэффициент усиления на крайних элементах антенны. В работе [7] для этого случая для решения

задачи совместного оценивания начальной фазы и угла прихода сигнала получены нижние границы дисперсий соответствующих оценок (границы Крамера-Рао)].

$$\text{ГКР}(\theta) = \frac{1}{\left(2\pi \cdot \frac{d}{\lambda}\right)^2} \cdot \frac{1}{2N \cdot \text{SNR}} \cdot \frac{1}{\frac{M(M^2 - 1)}{12} + 2G \left(\frac{M + 1}{2}\right)^2} \quad (3)$$

$$\text{ГКР}(\varphi_0) = \frac{1}{2N \cdot \text{SNR}} \cdot \frac{1}{M + 2G} \quad (4)$$

Точность оценки фазы не зависит от конфигурации АР. При $G=1$ формулы (3) и (4) превращаются в формулы для стандартной однородной линейной антенной решетке, приведенные в [8] для $M+2$ элементов.

Результаты моделирования

Был проведен сравнительный анализ характеристик неоднородных эквидистантных разреженных антенных решеток с общим числом элементов $M_0=32$. Были рассмотрены конфигурации антенных решеток A_1 с $M=20$, $G=6$ и A_2 с $M=28$, $G=2$ и проведено сравнение их характеристик со стандартной однородной линейной антенной решеткой A_0 с таким же общим числом элементов $M_0=32$ и расстоянием между элементами, равным половине длины волны (см. рис. 2). Следует отметить, что в диаграммах направленности разреженных антенных решеток могут возникать нежелательные дифракционные боковые лепестки. Для расстояний между антенными элементами $\lambda/2 < d < \lambda$ такие дифракционные максимумы могут возникать, когда главный лепесток АР будет охватывать углы θ , превышающие некоторый предельный угол θ_L [7], который составляет $\theta_L = \pm 18^\circ$ для решетки A_1 , and $\theta_L = \pm 55^\circ$ для решетки A_2 .

На рис. 3 показаны графики $\sigma_{\sin\theta}$ в зависимости от SNR для однородной антенной решетки A_0 и неоднородных разреженных решеток A_1 и A_2 .

Из результатов, показанных на рис. 3, видно, что пороговые значения SNR для решеток A_0 и A_2 практически одинаковы. Однако точность оценки AoA сигнала немного выше (около 5,5%) для A_2 , чем для A_0 при $\text{SNR} > \text{SNR}_{\text{th}} = 0$ дБ. В то же время угол прихода сигнала θ_S должен находиться внутри сектора $\pm 57^\circ$. Для решетки A_1 точность оценки AoA повышается примерно на 21% по сравнению с A_0 , однако для достижения такой точности необходимо иметь $\text{SNR} > \text{SNR}_{\text{th}} = 2$ дБ и, в то же время, угол прихода сигнала θ_S должен находиться внутри сектора $\pm 20^\circ$.

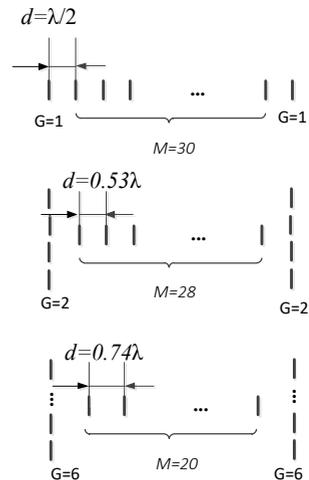


Рис. 2

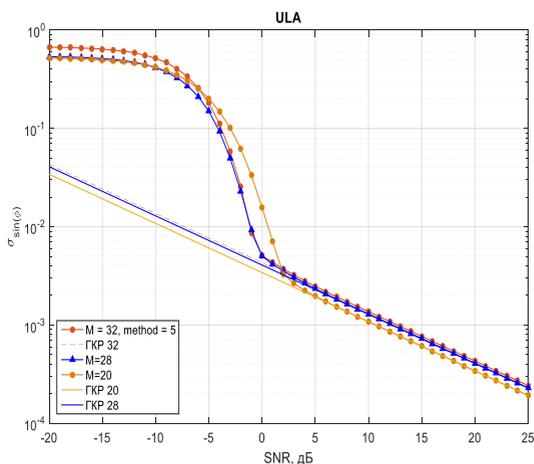


Рис. 3

решетки. Для SNR, превышающих эти пороговые значения, точность предложенных ML-оценок AoA практически совпадает с теоретическими пределами. Было продемонстрировано, что в неоднородных разреженных антенных решетках точность оценок AoA сигнала может быть повышена в ограниченном секторе углов.

Заключение

В данной работе исследуется точность оценки угла прихода сигнала с плоским волновым фронтом, принимаемого различными типами многоэлементных антенных решеток. В результате моделирования были получены пороговые значения SNR на выходах согласованных фильтров, выполняющих начальную обработку сигналов от элементов антенной

- [1] Ottersten B., Viberg M., Stoica P., Nehorai A. // Radar Array Processing. – New-York: Springer-Verlag, 1993. P. 99.
- [2] Renaux A., Foster P., Chaumette E., Larzabal P. // IEEE Transactions on Signal Processing. 2006. Vol. 54, No. 12. P. 4840.
- [3] Korso M.N.E., Boyer R., Renaux A., Marcos S. Conditional and Unconditional Cramer-Rao Bounds for Near-Field Source Localization. // IEEE Transactions on Signal Processing. 2010. Vol. 58. No. 5. P. 2901. DOI: 10.1109/TSP.2010.2043128
- [4] D. T. Vu A. Renaux R. Boyer and S. Marcos "A Cramer Rao bounds based analysis of 3D antenna array geometries made from ULA branches" in Multidimensional Systems and Signal Processing Germany – Berlin: Springer-Verlag Oct. 2011.
- [5] Gershman A.B. and Bohme J.F. A note on most favorable array geometries for DOA estimation and array interpolation // *IEEE Signal Processing Letter*. 1997. Vol. 4, No. 8. P. 232. doi: 10.1109/97.611287.
- [6] Peshkov I.W., Fortunova N.A. and Zaitseva I.N. Minimizing the Cramer-Rao Lower Bound for Antenna Arrays with Directional Radiators for Direction-of-Arrival Estimation of Radio Signals, *2022 Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO)*, Arkhangelsk, Russian Federation, 2022. P. 1.
- [7] O. Bolkhovskaya, A. Maltsev, Analysis of the accuracy of estimating the angle of arrival of a signal in an inhomogeneous sparse antenna array, 2024 Wave Electronics and its

Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), принято к печати.

- [8] O. Bolkhovskaya, V. Sergeev and A. Maltsev, Cramer-Rao Lower Bounds for the Task of Joint Estimation of Signal Initial Phase and AoA in Multi-Element Antenna Arrays, 2023 Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF), St. Petersburg, Russian Federation, 2023, pp. 1-6, doi: 10.1109/WECONF57201.2023.10148023.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИНДУСТРИАЛЬНЫХ ПОМЕХ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЛЕЙНОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

А.В. Бугров, А.А. Мальцев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

На данный момент достаточно мало исследований в этой области, поэтому изучение данных должно прояснить картину. В данной работе исследуется влияние внешних факторов (промышленных помех) на качество передачи информации по релейным линиям связи, работающим в диапазоне 15 ГГц и расположенным в зоне действия авиационных радиолокаторов. В указанной работе одной из основных решаемых задач была качественная оценка влияния сторонних кратковременных помех на радио релейные пролёты на основе долговременного мониторинга характеристик RRL по стандартной методологии и метрикам, утвержденным документами Международного союза электросвязи (рекомендация ITU-T G.826 [1]).

Качественные показатели РРЛ

Самым распространённым показателем ошибок является BER (коэффициент битовых ошибок), который определяется как отношение количества битов, полученных с ошибками, к количеству отправленных битов, рассчитанное за определенный период времени. Однако BER можно измерить только в тестовом режиме с отключенной услугой (OoS – Out of Service), но не во время реальных сеансов связи. Поэтому на основе показателей BER на практике вводятся другие показатели ошибок. В соответствии с рекомендациями ITU метрики ошибок, основанные на концепции «секунд с ошибками», которые можно измерить «в режиме реального времени» при включении услуги, наиболее точно характеризуют качество услуг в канале связи. В экспериментах, результаты которых приведены ниже в настоящей работе, для более детального контроля нестационарного поведения канала связи использовался минимальный рекомендуемый интервал T 15 минут.

Полный набор параметров производительности РРЛ согласно ITU T G.826 следует оценивать с использованием следующих показателей:

- Секунда с ошибками (Errored Second, ES), содержащая хотя бы один блок с ошибками или дефект;
- Секунда с многочисленными ошибками (Severely Errored Second, SES), которая содержит $\geq 30\%$ блоков с ошибками или, по крайней мере, один период с серьезными нарушениями соединения (Severely Disturbed Period, SDP);
- Блок с фоновой ошибкой (Background Block Error, BBE) - блок с ошибками вне отмеченных ошибками секунд (SES).

Еще один важный показатель – период недоступности UAS (Unavailability seconds). Период недоступности начинается с наступлением десяти последовательных SES. Эти десять секунд считаются частью времени недоступности. Новый период доступного времени начинается с наступлением десяти последовательных событий, не относящихся к SES. Эти десять секунд считаются частью доступного времени. Рисунок 1 иллюстрирует это определение.

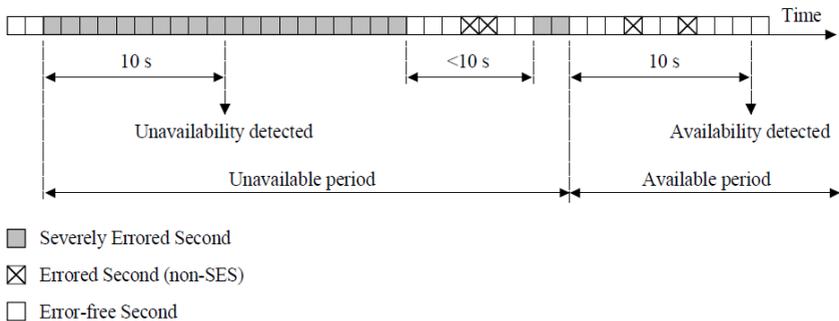


Рис. 1

Анализ показателей ошибок на РРЛ

Рассмотрим пример качественных характеристик на типичной РРЛ в городских условиях. РРЛ работает в диапазоне разрешённых частот на приём $f_{tx} = 14650$ МГц. С обеих сторон установлены параболические антенны диаметром 0.6 метра, длина линии 16190 м, первая зона Френеля полностью открыта. Характеристика проблемы на данной РРЛ следующая: эпизодически без особой периодичности с одной стороны на оборудовании фиксируются ошибки. Были проведены экспериментальные исследования и собраны данные с оборудования из стандартной системы мониторинга о BBE, ES, SES, UAS, максимальном и минимальном приёмных уровнях (RSL_min и RSL_max – Radio Signal Level). Информация с элементов собирается раз в 15 минут, после чего данные объединяют до часовых интервалов и помещают на сервер статистики.

Статистическая картина следующая: большое количество резких кратковременных всплесков ошибок ВВЕ и ЕС. При этом совсем не возникают UAS и SES. Изменения максимального и минимального приемных уровней в моменты появления ошибок не пересекают заданных производителем границ и не имеют корреляции с ошибками. На рисунке 2 представлены данные о количестве ВВЕ в зависимости от времени. На шкале абсцисс в одном делении выставлены 5 часовых значений, на шкале ординат количество ВВЕ за один час. Под графиком помещена таблица с минимальным, максимальным и средним значением показателей.

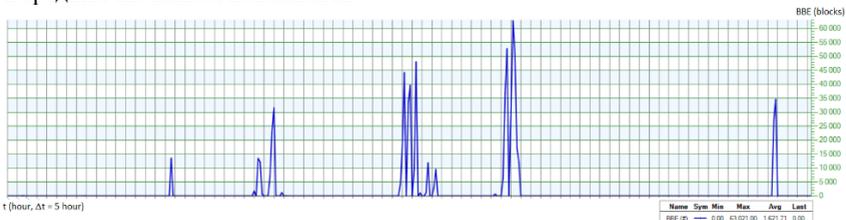


Рис. 2

На рисунке 3 представлены данные о количестве ES, SES, UAS в зависимости от времени. На шкале абсцисс в одном делении выставлены 5 часовых значений, на шкале ординат количество секунд ES, SES, UAS за один час. Под графиком размещена таблица с минимальным, максимальным и средним значением показателей.

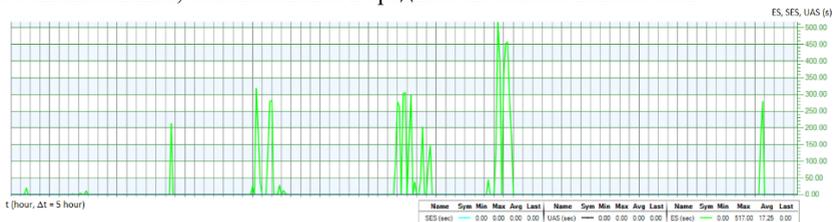


Рис. 3

На рисунке 4 представлена зависимость минимального и максимального приёмного уровня RSL_min и RSL_max от времени. На шкале абсцисс в одном делении выставлены 5 часовых значений, на шкале ординат количество секунд – приёмный уровень на входе приёмного устройства.

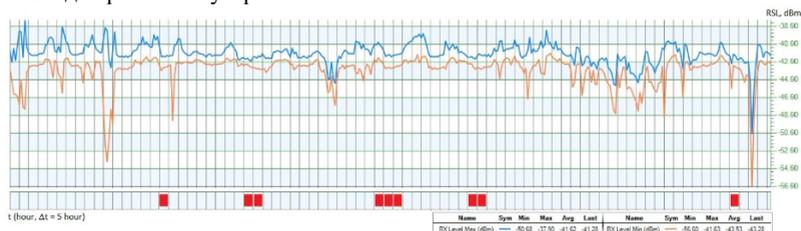


Рис. 4

Внизу под графиком указана диаграмма с цветными отметками, в которые наблюдались ВВЕ и ES. Также под графиком помещена таблица с минимальным, максимальным и средним значением показателей. Данная линия проходит над аэродромом, на расстоянии 3460 м от проблемной стороны находится посадочная площадка.

Выводы и результаты

Рассмотрим радиолокационные системы (РЛС), которые используют в гражданской авиации. Спектры, которые используются РЛС в аэропортах, указаны в таблице соотношения типа радиолокатора и длины волны, на которой он работает.

В гражданской авиации используются двухкоординатные радиолокаторы,

T_{un} РЛС	λ , см
Обзорный радиолокатор трассовый (ОРЛ-Т)	10 - 23
Посадочные РЛС (ПРЛ)	2-3

измеряющие дальность и азимут. Антенны радара установлены на специальных вышках таким образом, чтобы холмы, здания и другие особенности местности не загромождали зону обзора. Все эти типы РЛС, кроме РЛС ОЛП [2], работают в импульсном режиме, т.е. используется импульсный метод измерения дальности.

Радиолокаторы обзора лётного поля (РЛС ОЛП)	0.8
---	-----

Как видно из таблицы выше, посадочные радиолокаторы наиболее близки по спектру к исследуемой ретрансляционной системе. Посадочные радиолокаторы предназначены для наблюдения с земли за линией курса и глиссады самолета, а также для управления посадкой путем передачи экипажу команд, корректирующих траекторию его снижения. В связи с этим при сопровождении посадки самолета угол места луча радара оказывается небольшим. Это, видимо, создает сильные импульсные помехи в работе РРЛ. Поэтому весьма правдоподобной представляется рабочая гипотеза о том, что ошибки на рассматриваемом РРЛ появляются после срабатывания этого типа помех.

[1] ITU-T G.826 Telecommunication Standardization Sector Of ITU, Series G: Transmission Systems And Media, Digital Systems And Networks, Digital networks – Quality and availability targets, End-to-end error performance parameters and objectives for international, constant bit-rate digital paths and connections, 2002.

[2] Коновалов Л.М. // Теория и техника радиосвязи. 2015. № 1. С. 59.

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНИВАНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ НА ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ В КРУГОВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Н.Е. Чернова, О.В. Болховская

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В данной работе представлен и реализован двухшаговый алгоритм оценивания угла прихода сигнала, который позволяет значительно улучшить точность определения направления на источник сигнала.

Построены зависимости среднеквадратичных оценок углов прихода полезного сигнала от отношения сигнал/шум, получены пороговые значения для заданных направлений на источник.

Для исследования вопроса об эффективности предложенного алгоритма получения максимально правдоподобных оценок параметров волнового фронта сигнала произведено сравнение их дисперсии с теоретически минимально возможными, определяемыми неравенством Крамера-Рао.

Постановка задачи

В современном мире технологий точность определения местоположения различных объектов является ключевым фактором в многочисленных приложениях, таких как навигация, мониторинг окружающей среды, безопасность и многие другие [1, 2]. Одним из важнейших аспектов в этой области является разработка алгоритмов высокоточной пеленгации и локализации источников сигналов. Быстрая и точная оценка угла прихода (AoA) полезного сигнала важна при обработке сигналов в многоэлементных антенных решетках, которые все чаще используются в современных системах радиосвязи и радиолокации. Существуют разные методы определения параметров дискретных источников сигналов с помощью антенной решетки, например, метод максимального правдоподобия, метод Кейпона, метод «теплового шума» и др. Каждый дискретный источник характеризуется амплитудой падающей волны и направлением ее прихода. Наиболее сложной является задача определения направления на источник излучения. В данной работе представлен и реализован двухшаговый алгоритм оценивания угла прихода сигнала, который позволяет значительно улучшить точность определения направления на источник сигнала.

Задача оценки угла прихода детерминированного известного сигнала от источника, находящегося в дальней зоне, принимаемого круговой антенной решеткой на фоне аддитивного белого гауссовского шума математически формулируется на языке гипотез:

$$H_0: \mathbf{x}[n] = a[n] \cdot \mathbf{S}_0 + \xi[n] \quad (1)$$

$$H_1: \mathbf{x}[n] = a[n] \cdot \mathbf{S}_1 + \xi[n] \quad (2)$$

$$n = 1, \dots, N,$$

где H_0 – гипотеза о том, что источник находится в дальней зоне (волновой фронт принятого полезного сигнала плоский), H_1 – о том, что источник находится в ближней зоне (волновой фронт сферический), $\mathbf{x}[n] = (x_1[n], \dots, x_m[n])^T$ – вектор отсчетов сигналов, наблюдаемых на элементах антенной решетки, $a[n]$ – комплексная амплитуда полезного сигнала, $\mathbf{S}_0 = (s_{01}, \dots, s_{0M})^T$ – неизвестный вектор-фазор плоского волнового фронта, зависящий от геометрии антенны и угла прихода сигнала, $\mathbf{S}_1 = (s_{11}, \dots, s_{1M})^T$ – неизвестный вектор-фазор сферического волнового фронта, зависящий не только от угла прихода, но и от расстояния R до источника излучения, $\xi[n]$ – вектор собственных шумов AP, N – объем выборки, T – знак транспонирования.

Будем считать, что антенна калибрована и мощность собственных шумов в элементах AP одинаковая и единичная, а $a[n]$ – известная функция времени, выражающая закон модуляции полезного сигнала.

Запишем вектор-фазор для круговой M -элементной эквидистантной AP (с радиусом $R_0 = D/2$, с произвольной начальной фазой φ_{init}):

$$\mathbf{S}_0(\theta) = e^{j\varphi_{init}} [e^{j\varphi_{p1}}, \dots, e^{j\varphi_{pM}}]^T \quad (3)$$

$$\mathbf{S}_1(\theta, R) = e^{j\varphi_{init}} [e^{j\varphi_{s1}}, \dots, e^{j\varphi_{sM}}]^T. \quad (4)$$

Ниже записаны формулы для нахождения фазы сигнала на m -ом элементе антенны φ_m , по отношению к фазе сигнала в центре AP, для линейного волнового фронта (источник в зоне Фраунгофера) (5) и для сферического волнового фронта (источник в зоне Френеля) (6):

$$\varphi_{pm} = 2\pi \frac{R_0}{\lambda} \cos\left(\frac{2\pi(m-1)}{M} - \theta\right) \quad (5)$$

$$\varphi_{sm} = 2\pi \frac{R_0}{\lambda} \left\{ \cos\left(\frac{2\pi(m-1)}{M} - \theta\right) - \frac{R_0}{2R} \sin^2\left(\frac{2\pi(m-1)}{M} - \theta\right) \right\}. \quad (6)$$

Как можно видеть из (3) - (6): \mathbf{S}_0 зависит только от начальной фазы φ_{init} и угла прихода сигнала θ (направления на источник), а \mathbf{S}_1 – как от направления на источник θ , так и от расстояния R до источника излучения (рис. 1).

Для пространственно-когерентного полезного сигнала с произвольным детерминированным волновым фронтом и известной временной структурой полезного сигнала $a[n]$, максимально правдоподобная (МП) оценка вектора-фазора у волнового фронта находится путем параллельной согласованной фильтрации сигналов на выходах элементов AP.

Для плоского волнового фронта с вектором-фазором (3) МП оценку угла прихода

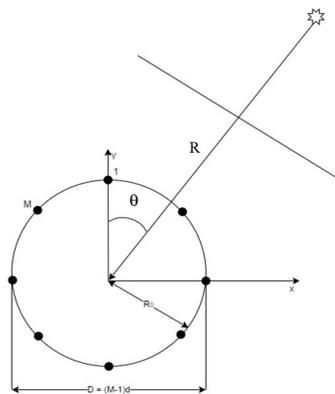


Рис. 1

волнового фронта $\tilde{\theta}$ можно найти путем решения задачи максимизации скалярного произведения вектора сигнала на выходах согласованных фильтров \mathbf{y} и вектором-фазором плоской волны $\mathbf{S}(\theta)$ [3]:

$$\hat{\theta} = \arg \max_{\theta} \left\{ \operatorname{Re} \left(\mathbf{y}^H \mathbf{S}(\tilde{\theta}) \right) \right\}. \quad (7)$$

В рассматриваемом случае МП оценка волнового фронта $\hat{\mathbf{S}}_0$ при гипотезе H_0 находится путем решения задачи максимизации скалярного произведения между вектором сигналов \mathbf{y} на выходах согласованных фильтров и «пробным» (trial) вектором-фазором плоской волны (3) с учетом набега фаз (5) на элементах круговой АР относительно центра антенны:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{S}}_0 &= e^{j\hat{\varphi}_{init}} [e^{j\hat{\varphi}_{p1}}, \dots, e^{j\hat{\varphi}_{pM}}]^T \\ \{\hat{\varphi}_{init}, \hat{\varphi}_{pm}\} &= \arg \max_{\varphi_{init}, \varphi_{pm}} (\hat{\mathbf{S}}_0 \mathbf{y}). \end{aligned} \quad (8)$$

На начальном этапе обработки проводится согласованная фильтрация полезного сигнала на каждом из элементов антенной решетки для получения МП оценки вектора волнового фронта, без учета ограничений на форму волнового фронта сигнала.

Далее находится грубая оценка угла прихода $\tilde{\theta}_{\text{лин}}$ и начальной фазы $\tilde{\varphi}_{0 \text{ лин}}$ сигнала в приближении плоского волнового фронта (гипотеза H_0) путем кругового сканирования пространства с шагом, равным полуширине главного луча АР. Затем строится виртуальная линейная неравномерная антенная решетка (см. рис. 2), что позволяет провести стандартный расчет коэффициентов квадратичной регрессии для нахождения поправок к оценке начальной фазы и угла прихода сигнала.

При этом координаты элементов виртуальной антенной решетки находятся из уравнения (9):

$$x'_m = R_0 \sin \left(\frac{2\pi(m-1)}{M} - \tilde{\theta}_{\text{лин}} \right). \quad (9)$$

Таким образом, составляются пары значений координат элементов виртуальной решетки по оси x'_m и соответствующих им разностей фаз φ'_m , $m = 1, \dots, M$ и производится уточнение оценок угла прихода и начальной фазы сигнала, полученных на основании дискретного сканирования, путем линейного регрессионного сглаживания по апертуре виртуальной антенной решетки.

Для исследования вопроса об эффективности предложенных выше алгоритмов получения МП оценок параметров волнового фронта сигнала (для гипотезы H_0 : угла

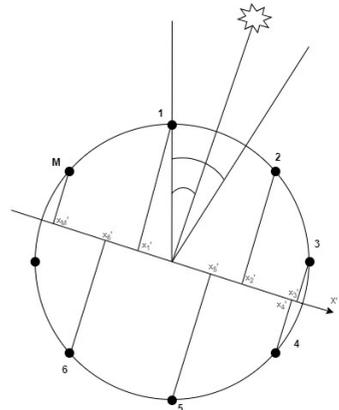


Рис. 2

прихода θ и начальной фазы φ_0) будем сравнивать их дисперсии с теоретически минимально возможными, определяемыми неравенством Крамера-Рао [4]:

$$CRB(\theta) = \frac{\lambda^2 R^2}{4SNR \cdot \pi^2 R_0^2 M(R^2 + R_0^2)}. \quad (10)$$

Результаты моделирования

Моделирование описанного алгоритма оценивания параметров волнового фронта сигнала и дисперсий полученных оценок, было проведено на примере круговой эквидистантной M -элементной АР с диаметром, равным апертуре D линейной эквидистантной 8- элементной решетки с расстоянием между элементами $d = \lambda/2$. Комплексная амплитуда полезного сигнала $a[n]$ предполагалась известной и задавалась в виде псевдослучайной последовательности длиной $N = 32$, которая принималась на фоне аддитивного белого гауссовского шума с единичной дисперсией ($\sigma^2 = 1$).

Из приведенных на рис. 3 графиков видно, что точность направления на источник излучения определяется, в основном, SNR и при больших значениях отношением сигнал-шум, достигает теоретической нижней границы Крамера-Рао, которая не зависит от угла прихода полезного сигнала и при каждом увеличении SNR на 6 дБ ошибка оценивания направления уменьшается в 2 раза, что полностью соответствует теоретической формуле (18). В то же время, пороговые значения отношения сигнал/шум незначительно зависят от угла прихода сигнала: SNR_{th} = 9 дБ для $\theta = 22.5^\circ$ и SNR_{th} = 10 дБ для $\theta = 0^\circ$. Это приводит к тому, что точность определения направления на источник сигнала в области малых значений отношения сигнал/шум ($SNR \leq SNR_{th}$) для угла $\theta = 0^\circ$ примерно на 1 дБ хуже, чем для $\theta = 22.5^\circ$.

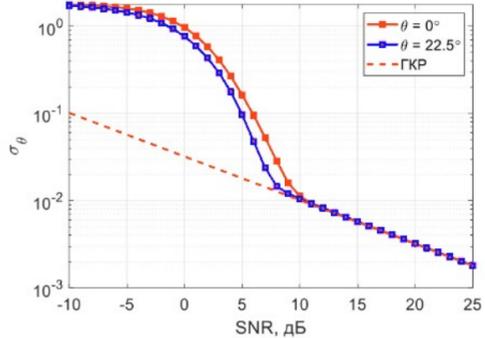


Рис. 3

- [1] Richards M.A. Fundamentals of Radar Signal Processing. McGraw-Hill Education. 2014. 617 p.
- [2] Sand S., Dammann A., Mensing C. Positioning in wireless communications systems. John & Wiley Sons. 2014.
- [3] Sergeev V.A., Bolkhovskaya O.V., Maltsev A.A. Testing the Hypothesis of a Plane Wavefront of a Signal Received by a Multi-Element Antenna Array // Wave Electronics and its Application in Information and Telecommunication Systems (WECONF). 2022.
- [4] Stoica P. Spectral analysis of signals / P. Stoica, R. Moses. – Pearson Prentice Hall, 2005. 452 p.

ПРОЕКЦИОННЫЙ ПОДХОД В АНАЛИЗЕ АНОМАЛЬНЫХ ДАТЧИКОВ В ЗАДАЧАХ, СВЯЗАННЫХ С ИЗМЕРЕНИЕМ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Н.А. Кутузов, А.А. Родионов

ИПФ РАН

Введение

Измерения с использованием набора вибродатчиков используются в ряде задач виброакустики, например таких как обнаружение дефектов в конструкциях, верификация конечно – элементных моделей (КЭМ), локализация источников, определение и разрешение собственных форм и частот колебаний. Успешное решение данных задач существенно зависит от пространственной конфигурации набора вибродатчиков. Существует большое число работ, посвященных оценке эффективности/качества конфигураций при решении различных задач виброакустики (критерии Modal Assurance Criterion, Effective Independence [1]).

Иногда конфигурация расположения датчиков фиксирована, а их пространственное расположение ограничено техническими возможностями. В этом случае актуальной становится задача отделения «хороших» датчиков от «плохих», которые могут ухудшить результат решаемой задачи (например, по поиску источников). Появление «плохих» датчиков может быть связано с выходом из строя самих преобразователей или их неудачным расположением (в узлах мод, либо в точках большого рассогласования с моделью) или появлением дефекта в реальной конструкции или механизма. Показания таких «плохих» вибродатчиков будем называть выбросами/аномалиями. При решении задачи обнаружения и классификации аномалий на вибродатчиках могут использоваться методы обработки показаний датчиков, широко применяемые и в отличных от виброакустики областях. Широко используются алгоритмы, основанные на методе главных компонент (РСА) и использовании машинного обучения (ANN) [2].

Однако малоисследованным остается вопрос о применении обработки аномалий датчиков при решении такого вида распространенной обратной задачи в виброакустике, как локализация виброисточников [3-4]. В работах не рассматривается вопрос классификации и обнаружения аномальных, “плохих” датчиков и их влияния на результат локализации. Между тем, такие датчики могут существенно ухудшить качество локализации, сделать ее невозможной. В настоящей работе устраняется этот пробел и предлагается оригинальный метод, основанный на использовании проекционных алгоритмов, сочетающий использование и модельных и экспериментальных данных.

Задача локализации виброисточников

Имеется некоторая механическая конструкция и соответствующая КЭМ. В некотором узле расположен виброисточник, излучающий широкополосный шум. В каждой узкой частотной полосе амплитудно-частотная характеристика виброисточника близка к константе, а сигнал, соответственно, является белым шумом. В K точках конструкции находятся вибродатчики (акселерометры), а принимаемый сигнал подвергается узкополосной фильтрации на частоте f_0 . В задаче локализации единственного виброисточника эффективно использовать выражение для целевой функции, полученное из метода наименьших квадратов [4]:

$$S_{MNK}(x, y, z, f_o) = \mathbf{V}^H \mathbf{A}(\mathbf{A}^H \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^H \mathbf{V} \rightarrow \max_{x,y,z} \quad (1)$$

где \mathbf{V} – собственный вектор выборочной корреляционной матрицы принятого сигнала $\hat{\mathbf{K}} = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \mathbf{v}_j \mathbf{v}_j^H$, соответствующий максимальному собственному числу (J – общее число отсчетов сигнала, \mathbf{v}_j – мотсчеты сигнала в частотной области на частоте f_o), \mathbf{A} – $K \times 3$ (число вибродатчиков $\times 3$ составляющих вектора силы) матрица комплексных коэффициентов передачи из узла с координатами x, y, z в узлы, соответствующие контрольным точкам (в которых находятся вибродатчики), получаемая конечно-элементным моделированием по принципу взаимности.

Выражение (1) получено в предположении единственного источника. Для решения задачи с M источниками метод (1) не подходит и предложена [4] модификация метода сверхразрешения MUSIC:

$$S_{MUS}(x, y, z, f_o) = \lambda_{MUS}^{-1} \quad (2)$$

где λ_{MUS} – минимальное собственное число матрицы $(\mathbf{A}^H \mathbf{A})^{-1} \mathbf{A}^H \mathbf{U} \mathbf{U}^H \mathbf{A}$, $\mathbf{U} \mathbf{U}^H = \sum_{i=L+1}^K \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i^H$ – матрица из собственных векторов выборочной корреляционной матрицы процесса $\hat{\mathbf{K}}$. Параметр метода L должен быть больше числа источников M .

В настоящей работе методы (1) и (2) используются для локализации одного и двух одновременно работающих виброисточников. При высоком отношении сигнал/шум качество локализации определяется разницей между модельной и реальной матрицами \mathbf{A} . На разных частотах и при разных положениях источника и вибродатчиков функция коэффициентов передачи определяется разными наборами мод. При этом, в каждой частотной полосе на одних вибродатчиках амплитуда и фаза колебаний лучше совпадает с модельными значениями, а на других – хуже. Для корректного решения обратной задачи по локализации необходим способ, который поможет исключить такие аномальные датчики с сопоставлением данных модели и эксперимента. Предпочтительно также, чтобы такой способ селекции датчиков позволил бы исключить и датчики с аппаратными неисправностями, резкими выбросами сигнала и т.д.

Проекционный метод селекции вибродатчиков

На частоте f_o для каждого узла i -го КЭМ рассчитаем матрицу коэффициентов передачи и для каждого узла составим $K \times 3$ матрицу

$$\mathbf{B}_i = [\overline{\mathbf{A}}_x \ \overline{\mathbf{A}}_y \ \overline{\mathbf{A}}_z], \quad (3)$$

где $\overline{\mathbf{A}}_x, \overline{\mathbf{A}}_y, \overline{\mathbf{A}}_z$ равны $\frac{\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_x}{\|\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_x\|_2}, \frac{\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_y}{\|\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_y\|_2}, \frac{\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_z}{\|\mathbf{A}(x_i, y_i, z_i) \mathbf{F}_z\|_2}$ соответственно, а $\mathbf{F}_x = [1 \ 0 \ 0]^T, \mathbf{F}_y = [0 \ 1 \ 0]^T, \mathbf{F}_z = [0 \ 0 \ 1]^T, [\cdot]^T$ – операция транспонирования.

Составим из матриц \mathbf{B}_i $K \times 3N$ (N -число узлов в модели) матрицу $\mathbf{M} = [\mathbf{B}_1 \ \dots \ \mathbf{B}_N]$. Матрицы \mathbf{B}_i состоят из нормированных модельных откликов на единичные воздействия в трех направлениях для каждого узла, а матрица \mathbf{M} состоит из откликов для всей модели.

Матрица $\mathbf{T} = \mathbf{M} \mathbf{M}^H$ содержит $D < K$ главных компонент, через линейную комбинацию которых выражается любое воздействие. При наличии рассогласования и

аномальных датчиков разложение через ортогональный базис будет выполнено с существенной погрешностью. Определим такие датчики с использованием матрицы \mathbf{T} . Выполняем последовательно операции исключения каждого k -ого датчика из модели и из эксперимента (получив K матриц \mathbf{T}_k и $K \times J$ векторов \mathbf{v}_{jk}). Число D найдем из правила для спектра собственных чисел матрицы \mathbf{T}_k $\sum_{w=1}^D \lambda_w / \sum_{w=1}^{K-1} \lambda_w > 0.99$. Для каждого k найдем отношение

$$F_{sensor}(k) = \frac{1}{J} \sum_{j=1}^J \frac{\mathbf{v}_{jk}^H \mathbf{v}_{jk}}{\mathbf{v}_{jk}^H \mathbf{C} \mathbf{C}^H \mathbf{v}_{jk}}, \quad (4)$$

где $\mathbf{C} \mathbf{C}^H = \sum_{d=D+1}^{K-1} \mathbf{c}_d \mathbf{c}_d^H$, \mathbf{c}_d -собственные вектора матрицы \mathbf{T}_k , соответствующие младшим $D+1 \leq w \leq K-1$ собственным числам λ_w . Функция (4) вычисляется для каждого k -ого датчика в каждой частотной полосе f_o и является мерой того, насколько “хорошо” вектора экспериментальных отсчетов без k -ого датчика лежат в пространстве D модельных главных компонент (при удалении “плохого” датчика знаменатель (4) резко уменьшится). Резко выделяющиеся выбросы функции (6) можно определить с помощью абсолютного медианного отклонения, и аномальными считаем датчики для которых выполняется:

$$F_{sensor}(k) > median(F_{sensor}(1..K)) + 3MAD, \quad (5)$$

где $MAD = median(|F_{sensor}(1..K) - median[F_{sensor}(1..K)]|)b, b = 1.4826$.

Результаты апробации проекционного метода

Апробация метода (4) проводилась в имитационном моделировании с одним источником и эксперименте с двумя источниками, установленными на механической конструкции (характерный размер конструкции – около 0.8 м). Источники излучали широкополосный шум в диапазоне 100-800 Гц, на конструкции было установлено 22 вибродатчика. Численный расчет матриц \mathbf{A} выполнялся в диапазоне излучения источников с шагом в 1 Гц. Локализация единственного источника проводилась методом (1), двух – методом (2).

При проведении имитационного моделирования в каждой из полос в диапазоне 100-800 Гц выбирался случайный вибродатчик и отклик на данном датчике домножался на случайную гауссовую действительную переменную, с нулевым средним и единичным СКО (симуляция рассогласования). Результат применения метода (4) представлен на рис. 1. Локализация производилась по МНК, оценивалась ошибка локализации (отклонение оценки от истинного положения) и аномальная ошибка (неудачные полосы с ошибкой больше 12 см). Размерность базиса D в большинстве полос была равна 4-7, в полосах близких к модам D снижалась. Применение (4) позволило существенно снизить ошибку локализации (посередине). Справа представлена функция (4) для аномалии на 12 датчике.

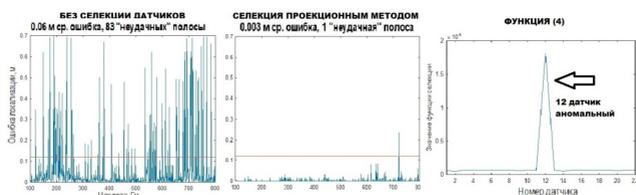


Рис. 1

На рис. 2 представлен результат локализации двух источников на одной частоте в эксперименте с использованием метода(4) – справа, и без него – посередине. Слева на фото – конструкция и истинное положение виброисточников. Звездами отмечены оценки положения источников. Проекционный метод удалил из анализа несколько датчиков и позволил правильно оценить положение виброисточников.



Рис. 2

Заключение

В настоящей работе для решения задачи определения аномальных измерений на вибродатчиках предложен оригинальный метод, основанный на использовании проекционных алгоритмов. В моделировании и эксперименте в задаче локализации виброисточников показано, что предложенный метод решает задачу обнаружения и классификации аномальных приемников. Метод обладает большим потенциалом развития и может использоваться в других областях.

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН по теме FFUF-2024-0040.

- [1] Pastor M., Binda M., Harcarik T. // Modal Assurance Criterion. Procedia Engineering 2012. Vol. 48. P. 543.
- [2] Teh H., Wang K. // Sensor data quality: a systematic review. Journal of Big Data. 2020. Vol. 7, No. 11. P. 1.
- [3] Артельный П.В. и др. // Экспериментальная реализация метода поиска источников виброактивности и эксплуатационных дефектов в сложных конструкциях. Акустический журнал. 2011. Т. 57, №. 1. С. 13.
- [4] Кутузов Н.А. и др. // Исследование возможности локализации нескольких источников вибрации в механоакустической системе с большим числом степеней свободы. Акустический журнал. 2020. Т. 66, №. 3. С. 319.

РАЗРАБОТКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИСТЕМЫ АКТИВНОГО ГАШЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С БЫСТРОЙ ПРОЦЕДУРОЙ АДАПТАЦИИ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ

А.В. Львов, В.А. Карасева, А.А. Родионов, А.Г. Окунев

ИПФ РАН

Введение

Системы активного гашения акустического излучения основаны на формировании противозападного акустического поля в местах расположения приемных элементов.

Адаптивный итерационный алгоритм минимизирует излучение в местах расположения приёмных элементов, корректируя коэффициенты адаптивных КИХ-фильтров.

По способу реализации такие системы делятся на два класса: реализация во временной и частотной области. Реализация во временной области имеет высокую вычислительную сложность и медленную сходимость. Снижение сложности достигается через покadroвую обработку данных в частотной области. Однако это приводит к недопустимой задержке при обработке сигналов.

В данной работе предлагается система активного гашения, формирующая компенсирующее воздействие во временной области, но осуществляющая процедуру адаптации коэффициентов фильтров в частотной области. Адаптация с использованием метода наименьших квадратов увеличивает скорость и точность сходимости алгоритма. Результаты моделирования и экспериментов демонстрируют эффективность системы.

Структурная схема системы и алгоритм активного гашения

На рис. 1 представлена структурная схема системы активного гашения акустического излучения. Управление формирующим многоканальным фильтром производится с ПЭВМ в соответствии с предложенным алгоритмом. Рассмотрим работу алгоритма в частотной области. Введем следующие обозначения¹: $y_p = \mathbf{P}\mathbf{v}$ – звуковое поле, уровень которого необходимо уменьшить², $y_s = \mathbf{S}\mathbf{y}$ – поле, создаваемое управляемыми излучателями. Остаточное поле регистрируется приемниками в точках их расположения³, где \mathbf{v} – сигнал, регистрируемый опорными датчиками, \mathbf{P} – передаточная матрица от источников мешающего излучения до приемников, \mathbf{S} – передаточная матрица от управляемых излучателей до приемников на выбранной частоте. Обозначим $\mathbf{y} = \mathbf{W}\mathbf{v}$ – сигналы, подаваемые на управляемые излучатели⁴, где \mathbf{W} – матрица, составленная из амплитудно-фазовых частотных характеристик (АФЧХ) адаптивных фильтров.

¹ в сносках указаны размерности соответствующих матриц, индексы, соответствующие частоте, опущены.

² $y_p = [K \times 1]$, $\mathbf{P} = [K \times I]$, $\mathbf{v} = [I \times 1]$.

³ $y_s = [K \times 1]$, $\mathbf{S} = [K \times J]$, $\mathbf{y} = [J \times 1]$.

⁴ $\mathbf{y} = [J \times 1]$, $\mathbf{W} = [J \times I]$.

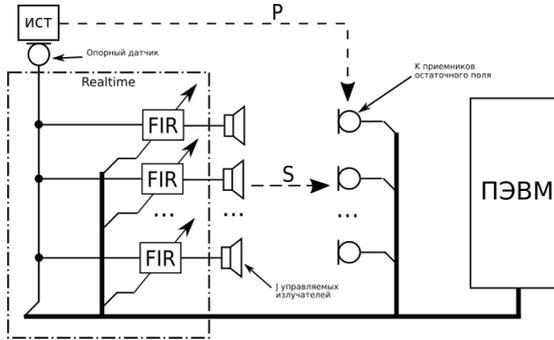


Рис. 1

Остаточное поле, регистрируемое приемными элементами, будет выглядеть следующим образом:

$$\mathbf{e} = \mathbf{y}_p + \mathbf{y}_s = \mathbf{P}\mathbf{v} + \mathbf{S}\mathbf{y} = \mathbf{P}\mathbf{v} + \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v}. \quad (1)$$

Запишем средний квадрат уровня остаточного поля на приемных элементах:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}^H \mathbf{e} &= (\mathbf{y}_p + \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v})^H (\mathbf{y}_p + \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v}) = \\ &= \mathbf{y}_p^H \mathbf{y}_p + \mathbf{y}_p^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v} + \mathbf{v}^H \mathbf{W}^H \mathbf{S}^H \mathbf{y}_p + \\ &+ \mathbf{v}^H \mathbf{W}^H \mathbf{S}^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v}. \end{aligned}$$

К этой величине добавим ограничение на величину вычисляемых АФЧХ формирующих фильтров $\text{atr}(\mathbf{W}\mathbf{W}^H)$, тогда целевая функция запишется как

$$F = \mathbf{e}^H \mathbf{e} + \alpha \text{tr}(\mathbf{W}\mathbf{W}^H) = \mathbf{y}_p^H \mathbf{y}_p + \mathbf{y}_p^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v} + \mathbf{v}^H \mathbf{W}^H \mathbf{S}^H \mathbf{y}_p + \mathbf{v}^H \mathbf{W}^H \mathbf{S}^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v} + \alpha \text{tr}(\mathbf{W}\mathbf{W}^H),$$

где α – коэффициент регуляризации. Определим минимум F , приравняв его производную к нулю:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial \mathbf{W}} &= \mathbf{S}^H \mathbf{y}_p \mathbf{v}^H + \mathbf{S}^H \mathbf{y}_p \mathbf{v}^H + \mathbf{S}^H \mathbf{S}\mathbf{W}(\mathbf{v}\mathbf{v}^H + \mathbf{v}\mathbf{v}^H) + \alpha \mathbf{W} = \\ &2\mathbf{S}^H \mathbf{y}_p \mathbf{v}^H + 2\mathbf{S}^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v}\mathbf{v}^H + \alpha \mathbf{W} = 0. \end{aligned}$$

В результате получим следующее уравнение:

$$2\mathbf{S}^H \mathbf{y}_p \mathbf{v}^H + 2\mathbf{S}^H \mathbf{S}\mathbf{W}\mathbf{v}\mathbf{v}^H + \alpha \mathbf{W} = 0. \quad (2)$$

Введем обозначения

$$\mathbf{A} = 2\mathbf{S}^H \mathbf{S}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{v}\mathbf{v}^H, \quad \mathbf{C} = -2\mathbf{S}^H \mathbf{y}_p \mathbf{v}^H.$$

Тогда (2) запишется в виде:

$$\mathbf{A}\mathbf{W}\mathbf{B} + \alpha \mathbf{W} = \mathbf{C}.$$

Решением его является [1]:

$$\text{vec}(\mathbf{W}) = (\alpha \mathbf{I} + \mathbf{B}^T \otimes \mathbf{A})^{-1} \text{vec}(\mathbf{C}).$$

Используя АФЧХ адаптивных фильтров \mathbf{W} определим ИХ через обратное преобразование Фурье ($\mathbf{H} = \mathcal{F}^{-1}(\mathbf{W})$). В связи с тем, что \mathbf{W} при неизменяемых параметрах системы (\mathbf{S} и \mathbf{P}) остается постоянной [2], можно реализовать систему, которая обеспечивает вычисление \mathbf{W} и формирует компенсирующие сигналы, подаваемые на управляемые излучатели. Данный способ достаточно просто реализуется путем использования ПЭВМ и устройства обработки сигналов, подключенного к многоканальным АЦП и ЦАП. При этом устройство обработки в реальном времени производит только вычисления сверток опорных сигналов с ИХ формирующих фильтров, что значительно снижает предъявляемые к нему требования.

Для функционирования системы необходимо также наличие оценок ИХ путей распространения акустических волн каждой из пар «управляемый излучатель – приемник остаточного поля». Оценка АФЧХ \mathbf{S} осуществляется отдельной процедурой калибровки перед началом работы.

В некоторых случаях полученные таким способом ИХ формирующих фильтров имеют некаузальную составляющую, т.е. решение оказывается физически нереализуемым. Для борьбы с этим эффектом был использован метод, заключающийся в обнулении некаузальной части импульсных характеристик \mathbf{H} и итерационном обновлении решения по отсчетам остаточного поля [3]. При этом на следующей итерации вместо отсчетов компенсируемого сигнала y_p используются отсчеты остаточного поля: $y_p \leftarrow y_p + \mathbf{S} * \mathbf{W} * v$, а вычисленное решение суммируется с решением, полученным на предыдущей итерации $\mathbf{H} \leftarrow \mathbf{H} + \mathcal{F}^{-1}(\mathbf{W})$. Данный способ позволяет достичь более глубокого уровня подавления.

Оценка эффективности работы на имитационной модели

Исследовался фрагмент системы активного гашения, состоящий из плоской квадратной решётки из 25 излучателей и расположенной над ней плоской решётки из 25 приёмных элементов. Расположение элементов системы гашения показано на рисунке 2. Расположенный вблизи отражающей стенки точечный излучатель формирует полосовой шум с частотой 500–1000 Гц, служит источником компенсируемого излучения. Вычисление \mathbf{W} и \mathbf{H} осуществлялось по блокам и корректировалось с учётом остаточного поля, регистрируемого во время записи каждого блока.

Уровни подавления, достигаемого в плоскости расположения приемников остаточного поля, приведены на рис. 3. Уровень подавления оценивался по формуле $10 \lg \left(\frac{P_0}{P} \right)$, где P_0 – мощность сигнала на выходе приемника остаточного поля до включения системы, P – мощность сигнала на выходе приемника остаточного поля после включения системы.

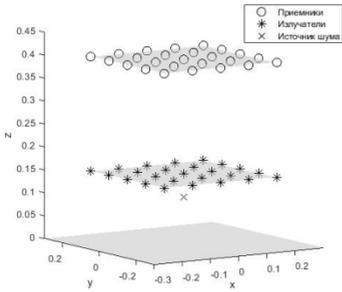


Рис. 2

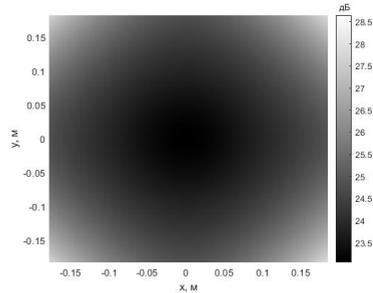


Рис. 3

Результаты экспериментального исследования эффективности алгоритма

На рис. 4 приведена фотография изготовленного экспериментального стенда: внизу расположен источник акустического излучения, далее управляемые излучатели (динамические головки), над ними микрофоны, регистрирующие остаточное поле. Распределение уровней подавления в плоскости приемников остаточного поля, достигаемого благодаря рассмотренному алгоритму, представлено на рис. 5.



Рис. 4

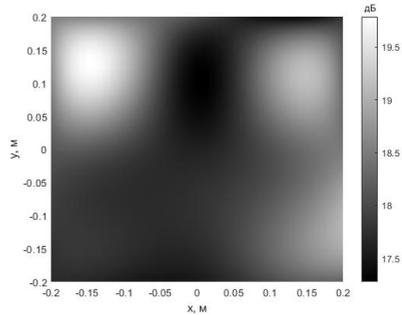


Рис. 5

Работа выполнена в рамках госзадания ИПФ РАН по теме FFUF-2024-0040.

- [1] Petersen K.B., Pedersen M.S. The Matrix Cookbook. Version: November 15, 2012 <https://math.uwaterloo.ca/~hwoikowi/matrixcookbook.pdf>
- [2] Kuo S.M., Morgan D.R. // Active noise control: a tutorial review. Proceedings of the IEEE. 1999. Vol. 87, No. 6. P. 943. <https://doi.org/10.1109/5.763310>
- [3] Karaseva V.A., Lvov A.V., Rodionov A.A. // Frequency-Domain Wideband Acoustic Noise Cancellation System. Journal of Applied Mathematics and Physics. 2023. Vol. 11, No. 8. P. 2523. <https://doi.org/10.4236/jamp.2023.118163>

МАКСИМИЗАЦИЯ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ В КООПЕРАТИВНОЙ AD HOC СЕТИ

Н.М. Мирошин, Е.А. Маврычев

ННГУ

Введение

Кооперативные системы связи используют пространственные различия сигналов и энергетические ресурсы сети для повышения качества приема удаленных пользователей [1]. Пользователи кооперативной системы принимают и ретранслируют сигналы, предназначенные обслуживаемому пользователю. В данной работе рассматривается кооперативная ad hoc сеть. Передача данных осуществляется между парой источник-получатель. При этом остальные узлы, которые будем называть кооперативными узлами, выполняют ретрансляцию сигнала от источника. Кооперативный прием и передача основывается на релейном протоколе «усиление и передача» [2]-[4]. Для оптимизации весовых коэффициентов кооперативных узлов используется критерий максимума ОСШ, что обеспечивает наилучшее качество приема сигнала на узле-получателе. Рассматривается решение задачи оптимизации с помощью метода множителей Лагранжа с эвристической процедурой поиска множителей Лагранжа.

Модель системы

Рассмотрим беспроводную ad hoc сеть, состоящую из $(N+2)$ узлов. Полагаем, что в одном временном кадре осуществляется передача данных между парой узлов сети: от узла-источника к узлу-получателю. Таким образом реализуется временное разделение узлов сети с протоколом передачи данных «точка-точка». Кооперативная стратегия предусматривает две стадии передачи данных, разделенных во времени. На первой стадии узел-источник передает информационный символ s_0 , а узел-получатель и кооперативные узлы принимают переданный сигнал. На второй стадии узел-источник повторно передает символ s_0 , а кооперативные узлы сети выполняют ретрансляцию пакета, принятого на первой стадии. Кооперативные узлы реализуют синхронный релейный протокол «усиление и передача», в котором каждый кооперативный узел усиливает пакет, принятый на первой стадии, вносит фазовый сдвиг и передает его на второй стадии.

Считаем, что каналы распространения сигналов частотно-неселективные и описываются комплексными коэффициентами передачи. Пусть $h_{n,1}$ – коэффициенты передачи первой стадии от узла-источника к узлу-получателю (для $n = 0$) и кооперативным узлам (для $n = 1, \dots, N$), $h_{n,2}$ – коэффициент передачи второй стадии к узлу-получателю от узла источника (для $n = 0$) и кооперативных узлов (для $n = 1, \dots, N$), при этом $h_0 = h_{0,1} = h_{0,2}$. Сигналы, принимаемые узлом-получателем и кооперативными узлами, записываются в виде

$$x_{n,1} = \sqrt{P_0} h_{n,1} s_0 + v_{n,1}, \quad n = 0, \dots, N, \quad (1)$$

где $v_{n,1}$ – шумы приемников на первой стадии.

После приема сигналов кооперативные узлы осуществляют весовую обработку принятых сигналов, в результате которой формируются сигналы

$$y_n = w_n^* x_{n,1}, \quad n = 1, \dots, N, \quad (2)$$

где w_n – комплексно-сопряженный весовой коэффициент n -го кооперативного узла.

На второй стадии кооперативные узлы излучают сигналы y_1, \dots, y_N , а узел-источник повторяет излучение сигнала s_0 . Сигнал, принимаемый узлом-получателем на второй, запишем в виде суперпозиции сигналов от узла-источника и кооперативных узлов

$$x_{0,2} = \sqrt{P_0} h_{0,2} s_0 + \sum_{n=1}^N h_{n,2} y_n + v_{0,2}, \quad n = 0, \dots, N, \quad (3)$$

где $v_{0,2}$ – шум приемника узла-получателя. Все шумы приемников будем считать гауссовскими с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией.

Узел-получатель выполняет суммирование сигналов, полученных на первой и второй стадиях $z = x_{0,1} + x_{0,2}$. Суммарный сигнал с учетом (1), (2), (3) запишем как

$$z = 2\sqrt{P_0} h_{0,1} s_0 + \sum_{n=1}^N \sqrt{P_0} w_n^* h_{n,1} h_{n,2} s_0 + \sum_{n=1}^N w_n^* h_{n,2} v_{n,1} + v_{0,1} + v_{0,2}. \quad (4)$$

Введем следующие обозначения: $\mathbf{w} = [w_1, w_2, \dots, w_N]$ – вектор весовых коэффициентов кооперативных узлов, $\mathbf{h} = [h_{1,1} h_{1,2}, h_{2,1} h_{2,2}, \dots, h_{N,1} h_{N,2}]$ – вектор эквивалентных коэффициентов передачи сигнала от узла-источника к узлу-получателя через кооперативные узлы и $\mathbf{g} = [h_{1,2}, h_{2,2}, \dots, h_{N,2}]$ – вектор коэффициентов передачи от кооперативных узлов к узлу-получателю, $\mathbf{F} = \text{diag}\{|h_{1,1}|^2, |h_{2,1}|^2, \dots, |h_{N,1}|^2\}$ и $\mathbf{G} = \text{diag}\{|h_{1,2}|^2, |h_{2,2}|^2, \dots, |h_{N,2}|^2\}$ – диагональные матрицы, состоящая из коэффициентов передачи по мощности для первого этапа и второго этапов соответственно.

Учитывая данные обозначения, выражение (6) перепишем в виде

$$z = 2\sqrt{P_0} h_{0,1} s_0 + \sqrt{P_0} \mathbf{w}^H \mathbf{h} s_0 + \mathbf{w}^H \mathbf{g} \tilde{v} + v_{0,1} + v_{0,2}, \quad (5)$$

где \tilde{v} – эквивалентный шум, полученный суммированием шумов кооперативных узлов стадии кооперативного приема с дисперсией равной $\mathbf{w}^H \mathbf{G} \mathbf{w}$.

Постановка задачи максимизации ОСШ

В качестве критерия оптимизации весовых коэффициентов кооперативных узлов будем рассматривать ОСШ в приемнике узла-получателя $\rho(\mathbf{w})$, при ограничении на суммарную среднюю мощность кооперативных узлов $P_{total}(\mathbf{w})$, которую можно сформулировать как

$$\max_{\mathbf{w}} \rho(\mathbf{w}), \quad P_{total}(\mathbf{w}) = P_{total}^{max}, \quad (6)$$

где P_{total}^{max} – бюджет излучаемой мощности.

Суммарная средняя мощность, излучаемая всеми кооперативными узлами, равна

$$P_{total} = \mathbf{w}^H (P_0 \mathbf{F} + \mathbf{I}_N) \mathbf{w}, \quad (7)$$

где \mathbf{I}_N – единичная матрица размерности $N \times N$.

Учитывая (7), ОСШ в приемнике узла-получателя запишем как

$$\rho(\mathbf{w}) = \frac{P_0 |2\mathbf{h}_0 + \mathbf{w}^H \mathbf{h}|^2}{\mathbf{w}^H \mathbf{G} \mathbf{w} + 2}. \quad (8)$$

Выполним следующие преобразования вектора неизвестных коэффициентов. В первых, вектор весовых коэффициентов представим в виде взаимно-однозначного линейного преобразования вектора $\tilde{\mathbf{w}}$ в виде $\mathbf{w} = \sqrt{P_{total}^{max}}(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}\tilde{\mathbf{w}}$. Тогда условие $P_{total}(\mathbf{w}) = P_{total}^{max}$ в соответствии с (7) представляется в виде $\tilde{\mathbf{w}}^H\tilde{\mathbf{w}} = 1$. Далее введем новый вектор неизвестных коэффициентов $\tilde{\mathbf{w}} = [1 \ \tilde{\mathbf{w}}^T]^T$ с размерностью $(N+1)\times 1$.

Тогда оптимизационную задачу (6) представим в эквивалентном виде

$$\max_{\tilde{\mathbf{w}}} \frac{\tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{H}} \tilde{\mathbf{w}}}{\tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}}}, \quad \tilde{w}_1 = 1, \quad \tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1}^H \tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1} = 1, \quad (9)$$

где матрицы $\tilde{\mathbf{H}}$ и $\tilde{\mathbf{G}}$ размерности $(N+1)\times(N+1)$ имеют вид

$$\tilde{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} 4|h_0|^2 & \tilde{\mathbf{h}}^H \\ \tilde{\mathbf{h}} & \tilde{\mathbf{H}} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{G}} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{0}_N^T \\ \mathbf{0}_N & \tilde{\mathbf{G}} + 2\mathbf{I}_N \end{pmatrix}, \quad (10)$$

в которых использованы следующие обозначения $\tilde{\mathbf{h}} = 2P_0\sqrt{P_{total}^{max}}h_0^*(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}\mathbf{h}$, $\tilde{\mathbf{H}} = P_{total}^{max}(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}\mathbf{h}\mathbf{h}^H(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}$, $\tilde{\mathbf{G}} = P_{total}^{max}(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}\mathbf{G}(P_0\mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}$, $\mathbf{0}_N$ - нулевой вектор размерности $N\times 1$.

Оптимизация методом множителей Лагранжа

Рассмотрим аналитический подход решения условной задачи (9), основанный на методе множителей Лагранжа. Функцию Лагранжа представим в виде

$$L(\tilde{\mathbf{w}}, \mu, \nu) = \frac{\tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{H}} \tilde{\mathbf{w}}}{\tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}}} - \mu(\tilde{w}_1 - 1) - \nu(\tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1}^H \tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1} - 1), \quad (11)$$

где μ, ν - множители Лагранжа.

Приравнявая нулю градиент функции Лагранжа по вектору $\tilde{\mathbf{w}}$, получим систему уравнений

$$\left(\rho \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}} + \begin{bmatrix} \mu & \mathbf{0}_{1\times N} \\ \mathbf{0}_{N\times 1} & \nu \mathbf{I}_N \end{bmatrix} \right)^{-1} \tilde{\mathbf{H}} \tilde{\mathbf{w}} = \tilde{\mathbf{w}}, \quad (12)$$

где коэффициент ρ удовлетворяет условию $\rho = \tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{H}} \tilde{\mathbf{w}} / \tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}}$, а коэффициенты μ, ν переопределены как $\mu \tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}}$ и $\nu \tilde{\mathbf{w}}^H \tilde{\mathbf{G}} \tilde{\mathbf{w}}$, соответственно.

Вектор $\tilde{\mathbf{w}}$ должен быть собственным вектором матрицы в левой части уравнения (12) и соответствовать максимальному собственному числу. Однако, в это уравнение входят еще неизвестные множители Лагранжа и коэффициент ρ , которые могут быть найдены из условий задачи (9) с учетом переопределений и дополнительного условия для ρ . Таким образом, получим систему нелинейных уравнений относительно неизвестных коэффициентов μ, ν, ρ , для которой можно найти только численное решение. Для преодоления трудностей с решением системы нелинейных уравнений предлагается использовать следующий эвристический подход. Будем полагать $\mu = 1, \nu = 1, \rho = 1$, тогда вектор, обеспечивающий максимум целевой функции в (9) запишем в виде

$$\mathbf{u} = \mathcal{P}_{max} \left\{ (\tilde{\mathbf{G}} + \mathbf{I}_{N+1})^{-1} \tilde{\mathbf{H}} \right\}, \quad (13)$$

где $\mathcal{P}_{\max}\{\cdot\}$ – оператор, возвращающий собственный вектор матрицы, соответствующий максимальному собственному числу. Если учесть условия оптимизационной задачи (9), то вектор весовых коэффициентов $\tilde{\mathbf{w}}$ можно представить как

$$\tilde{\mathbf{w}} = \frac{1}{\sqrt{\tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1}^H \tilde{\mathbf{w}}_{2:N+1}}} \bar{\mathbf{w}}_{2:N+1}, \text{ где } \bar{\mathbf{w}} = \mathbf{u}/u_1. \quad (14)$$

Исходя из $\mathbf{w} = \sqrt{P_{\text{total}}^{\max}(P_0 \mathbf{F} + \mathbf{I}_N)^{-0.5}} \tilde{\mathbf{w}}$, найдем оптимальный вектор весовых коэффициентов \mathbf{w} кооперативных узлов сети.

Результаты моделирования

Рассмотрим ad hoc сеть состоящей из 10 кооперативных узлов. Прием сигналов осуществляется на фоне гауссовских шумов с нулевым математическим ожиданием и единичной дисперсией $\mathcal{CN}(0,1)$, которые являются статистически независимыми в приемниках различных узлов сети. Полагаем, что комплексные коэффициенты передачи для кооперативных узлов имеют гауссовское распределение $\mathcal{CN}(0,1)$, а для канала от узла-источника к узлу-получателю $\mathcal{CN}(0, \alpha)$.

На рис. 1 показаны зависимости ОСШ от бюджета суммарной средней мощности кооперативных узлов для трех значений мощности источника. Коэффициент передачи по мощности от источника к получателю был равен $\alpha = 1$. На рис. 2 показаны зависимости ОСШ от бюджета суммарной средней мощности кооперативных узлов для трех значений коэффициента α при мощности узла-источника $P_0 = 10$ дБ.

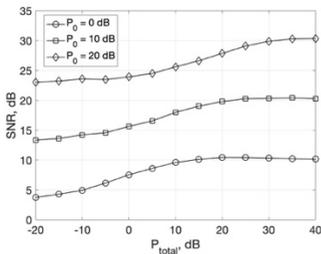


Рис. 1

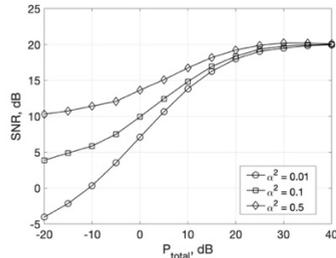


Рис. 2

- [1] Nosratinia A., Hunter T.E., Hedayat A. // IEEE Comm. Mag. 2004. Vol. 42, No. 10. P. 74
- [2] Kramer G., Gastpar M., Gupta P. // IEEE Trans. on Inform. Theory. 2005. Vol. 51, No. 9. P. 3037.
- [3] Havary-Nassab V., Shahbazpanahi S., Grami A., Luo Z.-Q. // IEEE Trans. Signal Processing. 2008. Vol. 56, No. 9. P. 4306.
- [4] Jing Y., Jafarkhani H. // IEEE Trans. Inf. Theory. 2009. Vol. 55, No. 6. P. 2499.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ В ПОСТРОЕНИИ АКУСТИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ С ПОМОЩЬЮ РАЗРЕЖЕННЫХ ПЛАНАРНЫХ НЕЭКВИДИСТАНТНЫХ АНТЕНН

А.А. Родионов, Н.В. Савельев

ИПФ РАН

В настоящее время микрофонные антенные решетки (АР) находят применения в широком классе прикладных задач. Одной из многочисленных областей их использования является построение акустических изображений – распределений в пространстве энергетических величин звукового поля. Например, такой подход активно применяется для диагностики механоакустических систем, для которых требуется выявить области повышенного шумоизлучения [1]. Для построения пространственных акустических изображений более эффективным является использование планарных (плоских) АР. Нередко АР для указанного выше класса задач состоят из большого числа приемных элементов (сотни или тысячи элементов), расположенных эквидистантно. Для приема сигналов при этом необходима дорогостоящая система сбора данных. В связи с этим возникает вопрос: возможно ли, сохраняя размер АР и минимальную рабочую длину волны λ , уменьшить число элементов с увеличением или сохранением, например, точности локализации. Оказывается этого можно достигнуть при использовании разреженных неэквидистантных антенных решеток. Исследованию этого вопроса посвящена данная работа.

Для построения акустических изображений с целью разделения источников в пространстве используют адаптивные алгоритмы. Наиболее распространенными среди них являются методы MUSIC [2] и Кейпона [3]. В нашей работе будет рассмотрен также предложенный ранее метод максимально правдоподобной классификации сигналов (МПКС) [4], имеющий более строгое теоретическое обоснование и повышенную эффективность.

Общая геометрия расположения элементов антенной решетки

Рассмотрим плоскую эквидистантную АР с размерами D_x на D_y , находящуюся в плоскости xOy . Пусть N_x и N_y – количество элементов вдоль осей Ox и Oy соответственно. Тогда полное количество элементов решетки составляет $N_x \cdot N_y$. Разобьем всю АР на подрешетки с количеством элементов U_x и U_y вдоль соответствующих осей. В каждой полученной подрешетке случайным образом оставляем только один элемент. Таким образом, в общем случае мы получаем неэквидистантную АР с количеством элементов $N_x \cdot N_y / (U_x \cdot U_y)$. Координаты n -ого приёмного элемента будут иметь следующую запись:

$$\begin{aligned} x_{nm} &= \frac{\lambda}{2} (U_x n - 1 + \varepsilon_{nm}), \quad n = 1, \dots, N_x / U_x, \\ y_{nm} &= \frac{\lambda}{2} (U_y m - 1 + \delta_{nm}), \quad m = 1, \dots, N_y / U_y, \end{aligned} \quad (1)$$

где величины ϵ_{nm} , δ_{nm} равновероятно принимают значения 0 или 1. В дальнейшем из набора реализаций таких случайных антенн необходимо будет определенным образом отобрать единственную.

Известно, что диаграмма направленности (ДН) плоской АР [5] определяется формулой

$$B(s_x, s_y) = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{n=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y} \exp[ik(x_{nm}s_x + y_{nm}s_y)], \quad (2)$$

где $s_x = \sin\theta\cos\phi$, $s_y = \sin\theta\sin\phi$, а θ, ϕ – аксиальный и полярный углы. Величина $|B(s_x, s_y)|$ имеет глобальный максимум, равный 1, при $s_x = 0$, $s_y = 0$.

Важной характеристикой ДН является уровень боковых лепестков (УБЛ), который напрямую влияет на вероятность правильного обнаружения и оценки положения источников. В частности, наиболее важно максимальное значение бокового лепестка $УБЛ_{\max}$.

В соответствии со сказанным, а также с критерием, предложенным в работе [6], будем характеризовать качество АР величиной $УБЛ_{\max}$. Первый этап процедуры синтеза оптимальной разреженной АР заключается в построении большого числа реализаций J случайных антенн. Далее среди полученных АР выбирается та, у которой $УБЛ_{\max}$ диаграммы направленности минимален. Например, если $J=10^4$, то создается 10^4 АР, координаты элементов которых генерируются по формуле (1). Для каждой АР строится диаграмма направленности (2) и определяется $УБЛ_{\max}$. Наилучшей среди $J=10^4$ АР будем считать ту, у которой $УБЛ_{\max}$ имеет наименьшее значение.

Вероятностные характеристики разрешения двух источников

Рассмотрим эффективность применения упомянутых выше методов сверхразрешения на примере задачи разрешения двух близкорасположенных источников на фоне аддитивного белого гауссова шума с использованием разреженных АР.

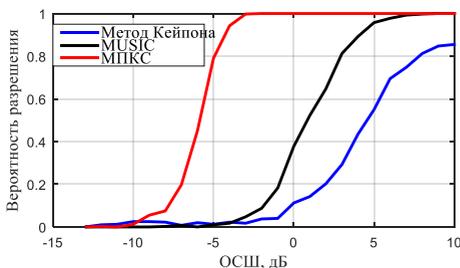


Рис. 1

На рис. 1 приведены зависимости вероятностей разрешения двух тональных источников от ОСШ для ранее упомянутых адаптивных алгоритмов для разреженной 30-элементной АР с $U_x=U_y=2$. Здесь под вероятностью разрешения понимается наличие двух выделенных максимумов (соответствующих двум источникам), превышающих заранее выбранный порог, на акустическом портрете.

Заметим, что алгоритм Кейпона для поставленной задачи работает хуже алгоритма MUSIC. В связи с этим для дальнейших исследований в работе метод Кейпона не будет использоваться.

Обработка экспериментальных данных

Для определения возможности использования разреженных неэквилидистантных АР был проведен эксперимент в безэховой камере. При этом использовалась 120-элементная плоская АР с межэлементным расстоянием 5 см. При этом количество элементов вдоль перпендикулярных осей антенны составляло 10 и 12. Таким образом, эффективный размер АР составляет 50 см на 60 см. Расстояние d между источниками, в качестве которых использовались два акустических динамика, составляло 60 см. АР располагалась на расстоянии $R=226$ см от источников. На динамики с небольшой разницей в интенсивности подавались сигналы в виде гауссова шума в полосе от 10 Гц до 6 кГц. Излучаемые акустические сигналы регистрировались микрофонами АР. На этапе обработки принятые сигналы подвергались узкополосной фильтрации.

Известно, что классическое разрешение двух источников сферической волны происходит на расстоянии $d = \frac{\lambda R^2}{D^2}$, где λ – длина волны принятого сигнала. Например, для частоты $\nu=2,5$ кГц и указанных параметров эксперимента $d=2,77$ м, что в несколько раз больше, чем было расстояние между источниками при проведении эксперимента.

Для наглядности и подтверждения актуальности использования разреженной неэквилидистантной АР вначале использовались сигналы с 30 элементов АР, образующие эквилидистантную АР уже с межэлементным расстоянием 10 см. Таким способом мы искусственно создали АР с количеством элементов 5 и 6 по осям и межэлементном расстоянии 10 см. Соответственно минимальная длина волны для однозначного обнаружения составляет 20 см и соответствует максимальной частоте 1700 Гц при скорости звука 340 м/с. На рис. 2 представлен акустический портрет для методов MUSIC и МПКС при обработке узкополосного сигнала с частотой 2500 Гц.

Таким образом, отобранная 30-элементная АР является разреженной для данной частоты. Вследствие этого на картинках снизу наблюдается ложный максимум акустического изображения. Однако, если 30 элементов отбирать по указанной выше методике по принципу минимального $УБЛ_{\max}$, неоднозначность пропадает (см. рис. 3).

Видно, что с помощью построения акустического изображения на рис. 3 источники успешно разрешаются.

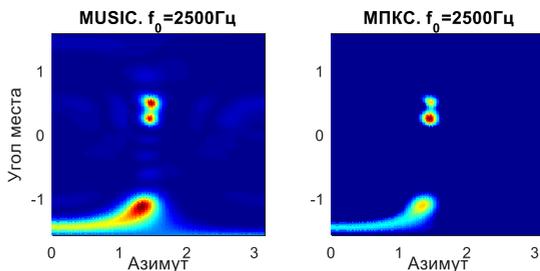


Рис. 2

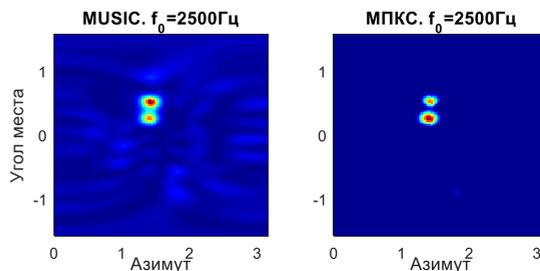


Рис. 3

При этом использовалось в 4 раза меньше приемных элементов по сравнению использованием всех элементов АР, и увеличился частотный диапазон по сравнению с результатами рис. 2 (не наблюдается ложных максимумов).

Далее расстояние d между источниками было уменьшено с 60 см до 20 см. Для этого случая с использованием уже рассмотренной выше разреженной неэквидистантной АР были построены акустические изображения (рис. 4).

Видно, что при использовании метода MUSIC раз-

решение двух источников носит пограничный характер. Однако при использовании метода МПКС источники на акустическом изображении разрешаются с большим запасом.

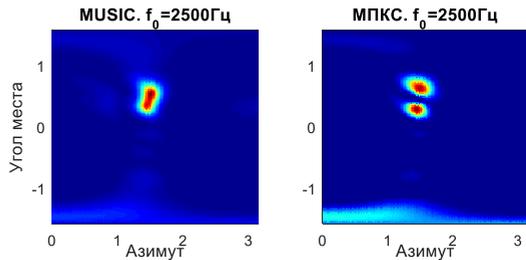


Рис. 4

Заключение

В работе продемонстрирована возможность эффективного синтеза планарных разреженных неэквидистантных АР для задачи построения акустических изображений. Для разрешения источников в пространстве использовался традиционный метод MUSIC и новый метод МПКС, разработанный в ИПФ РАН. Дополнительно показано, что метод МПКС разрешает источники при меньшем ОСШ по сравнению с методом MUSIC. При обработке экспериментальных данных применение разреженных неэквидистантных АР позволило расширить частотный диапазон по сравнению с эквидистантной АР с таким же количеством приемных элементов.

- [1] Heilmann, G., Meyer, A. Time-domain Beamforming using 3D-microphone arrays / Proceedings of the Berlin Beamforming Conference. Berlin, Germany, 19–20 February, 2008. Art. No. 4.
- [2] Stoica P., Nehorai A // IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing. 1989. Vol. 37, No. 5. P. 720.
- [3] Stoica P., Handel P., Soderstrom T. // Circuits, Systems, and Signal Processing. 1995. Vol. 14, No. 6. P. 749.
- [4] Родионов А.А., Турчин В.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, № 1. С. 60.
- [5] Van Trees H.L. Detection, Estimation, and Modulation Theory, Part IV, Optimum Array Processing. N.Y.: Wiley, 2002.
- [6] Турчин В.И., Родионов А.А. // Изв. Вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 2. С. 122.

ОЦЕНКА КАНАЛЬНОЙ МАТРИЦЫ В МИМО СИСТЕМАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА MUSIC

А.А. Серебряков, А.А. Адёркина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Получение информации о состоянии канала является важной частью при проектировании современных мобильных систем связи. Благодаря ей планируется распределение ресурсов, регулировка настроек канала, повышение производительности передачи с помощью технологии ММО. Данная работа нацелена на изучение параметрического алгоритма множественной классификации (MUSIC). В частности, будет рассмотрена возможность его использования при оценке канальной матрицы. Будут выделены плюсы и минусы данного метода, а также сняты зависимости при различных параметрах моделируемой системы.

Постановка задачи

Предположим, что на приёмную прямоугольную антенную решётку приходит некоторый пилотный сигнал X . Запишем в матричном виде значение для принимаемого сигнала.

$$Y = A_r B X^T + N, \quad (1)$$

где S -вектор принимаемого сигнала, A – матрица векторов фаз для каждого луча, B – матрица некоторых комплексных чисел, определяющая изменение фазы и амплитуды, вектор шума, распределённый по нормальному закону. Векторы фаз для прямоугольной решётки равны кронекерскому произведению векторов фаз для каждой оси [1]

$$V_x = [1, e^{-2\pi j \frac{L}{d} \sin(\varphi) \sin(\vartheta)}, \dots, e^{-2\pi j \frac{L}{d} (M-1) \sin(\varphi) \sin(\vartheta)}], \quad (2)$$

$$V_y = [1, e^{-2\pi j \frac{L}{d} \cos(\varphi) \sin(\vartheta)}, \dots, e^{-2\pi j \frac{L}{d} (M-1) \cos(\varphi) \sin(\vartheta)}]. \quad (3)$$

Выделим основные условия для построения модели.

1. Принимающая антенная находится в дальней зоне. Это значит, что волновой фронт сигнала является плоскостью.
2. Количество копий сигнала (то есть количество лучей) меньше, чем количество антенн на антенной решётке.
3. Копии сигналов некоррелируемы.
4. Шум канала имеет нормальное распределение с нулевым средним и конечной дисперсией.
5. Канал является Релеевским, прямая видимость отсутствует.

Информацию об углах прихода можно выделить, анализируя корреляционную матрицу R входного сигнала. Корреляционная матрица, являющаяся эрмитовой, согласно свойствам, содержит ортогональные собственные вектора. За счёт присутствия шума мы можем разделить собственные вектора на 2 группы: отвечающие за пространство сигнала и отвечающие за пространство шума. Причем количество собственных векторов сигнала будет равняться количеству полезных сигналов k . Оставшиеся

$N_x \times N_y$ - k собственных векторов принадлежат подпространству шумов (N_x, N_y – количество антенных элементов по оси x и y соответственно). Согласно этому принципу строится алгоритм параметрического метода оценки углов Multiple Signal Classification[2][3]. Используя опорные синусоидальные сигналы, строим “псевдоспектр” и по локальным максимумам данной функции оцениваем углы прихода.

$$P = \frac{1}{ref^H E_{noise} E_{noise}^H ref}, \quad (4)$$

где ref – сканирующий вектор, E_{noise} – матрица шумового подпространства.

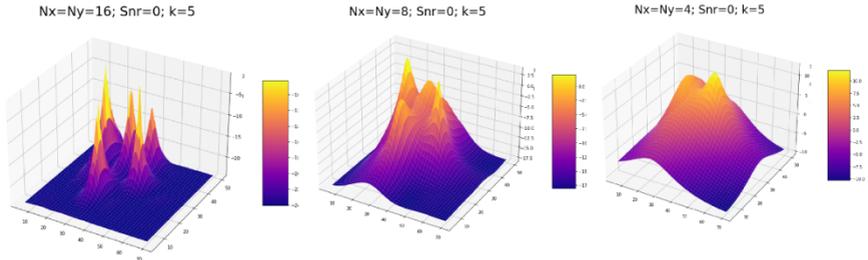


Рис. 1

Рис. 1 включает в себя примеры 3D-графиков, построенных по вычисленному псевдоспектру, для различных размеров антенной решётки при фиксированном канале.

Результаты оценки углов прихода

Используя алгоритм MUSIC, произведём оценку, например, азимутальных углов при различных значениях ОСШ и антенных элементов. Используемые параметры канала представлены в таблице 1.

Табл. 1

Параметры	Значения
ОСШ (dB)	[-5,0,10]
Количество элементов по оси (квадратная антенна)	[4,8,16]
Количество копий луча k	[1,3,5,10]
Длина волны	6 мм
Расстояние между элементами антенной решётки	3 мм
Область значений зенитных углов	[5,70]
Область значений азимутальных углов	[5,50]

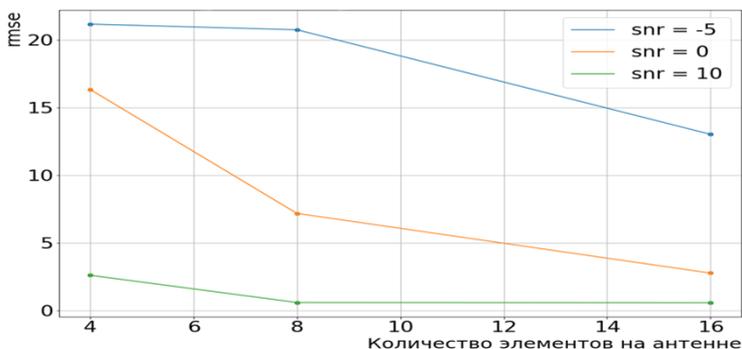


Рис. 2

Зависимости на рис. 2 хорошо показывают существенный недостаток MUSIC алгоритма – он не способен давать хорошую оценку для высокого ОСШ. Для антенны 4x4 mse для ОСШ=0 в 5 раз больше, чем для той же антенны, но при ОСШ=10. Улучшения оценки можно достичь, увеличивая размер антенной решётки. Оно достигается за счёт возрастания разрешающей способности антенны. Данный параметр показывает способность антенны различать близко находящиеся цели и пропорционален γD .

Использование MUSIC алгоритма при оценке канальной матрицы.

Будем считать, что выражение для канальной матрицы принимает вид

$$\mathbf{H} = \mathbf{A}_r \mathbf{B}, \quad (5)$$

где \mathbf{A}_r – матрица фазов векторов принимающей антенны, \mathbf{A}_t – матрица фазов векторов передающей антенны, \mathbf{B} – матрица некоторых комплексных чисел, определяющая изменение амплитуды и фазы сигнала при многолучевом распространении. Оценив углы прихода приёмной и передающей стороны, для оценки канальной матрицы, остаётся найти матрицу \mathbf{B} , оценку которой можно получить при использовании критерия максимального правдоподобия [4]

$$\hat{\mathbf{B}} = \arg \min_{\mathbf{B}} (\mathbf{Y} - \mathbf{A}_r \mathbf{B} \mathbf{X}), \quad (6)$$

решение которого приведёт к

$$\hat{\mathbf{B}} = \text{pinv}(\mathbf{A}_r) * \mathbf{Y} * \text{pinv}(\mathbf{X}), \quad (7)$$

где операция $\text{pinv}(\mathbf{A}_r)$ – псевдообратная матрица векторов фаз принимающей антенны, $\text{pinv}(\mathbf{X})$ – псевдообратная матрица пилотного сигнала.

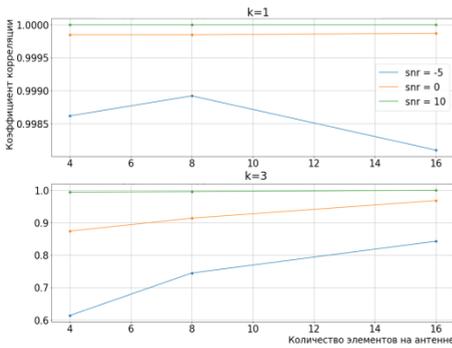


Рис. 3

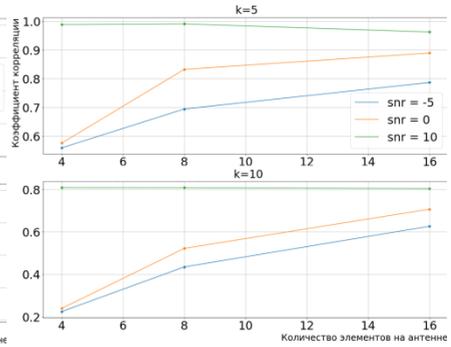


Рис. 4

Как итог, выше рис. 3 и рис. 4 показывают оценки канальной матрицы для различных количеств лучей в канале при разных ОСШ. Видно, что оценка является результатом совокупности ошибок оценки углов прихода и матрицы мощностей. При нормальных значениях ОСШ ($\text{ОСШ} \geq 10$) оценка является приемлемой и не опускается ниже 0.7. Для низких ОСШ коэффициент корреляции оцениваемой матрицы слабо коррелирован с исходной. Зависимость метода оценки канальной матрицы от условий распространения можно снизить, увеличив количество антенных элементов на антенне. Если антенна с большим количеством элементов, то она способна даже при низких значениях ОСШ дать приемлемую оценку и различать близконаходящиеся пики псевдоспектра. Но за счет увеличения антенны растет временная сложность алгоритма, что в некоторых ситуациях неприемлемо.

- [1] Di Serio A., Hügler P., Roos F., Waldschmidt C. 2D-MIMO Radar: A Method for Array Performance Assessment and Design of a Planar Antenna Array. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020. Vol. 64. P. 4604.
- [2] Feng-Gang Y., Zhi-Kun C., Ming-Jian S., Yi S., Ming J. // Two-Dimensional Direction-of-Arrivals Estimation Based on One-Dimensional Search Using Rank Deficiency Principle. International Journal of Antennas and Propagation. 2015. Vol. 2015. P. 19.
- [3] Honghao T. DOA estimation based on MUSIC algorithm. 2014. P. 10.
- [4] Xiao C., Jianfeng S., Zhaohui Y. // Low-Complexity Channel Estimation for Intelligent Reflecting Surface-Enhanced Massive MIMO. // IEEE Wireless Communications Letters. 2021. Vol. 10. P. 996.

СРАВНЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТОХАСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ КАНАЛА СВЯЗИ И МОДЕЛИ RAY TRACING

А.А. Солодкова, О.В. Болховская

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Разработка и исследование современных систем связи путем компьютерного моделирования требует реализации не только самих систем связи, но и канала связи между передатчиком и приемником. Для описания среды чаще всего используют стохастическое описание, основанное на статистических характеристиках канала связи. Данная модель была принята консорциумом 3GPP, занимающимся разработкой современных систем связи (5G NR, 4G LTE) [1-3].

Стохастические модели удобны для сравнения производительности системы связи в среднем, но не подходят для решения таких задач, как оценка окружения, обнаружения присутствия, позиционирование. Более детальное описание среды может быть основано на методах трассировки лучей в геометрических моделях максимально приближенных к нужному сценарию. Главный интерес представляет максимальное соответствие между моделью, основанной на геометрии, и общепринятой стохастической моделью 3GPP 38.901.

Целью данной работы является изучение и сравнение статистических характеристик моделей каналов связи для одного сценария, но для разных подходов:

- Стохастическая модель
- Детерминистическая модель (Ray Tracing) [4, 5]

В качестве примера использовался цех на фабрике (Indoor factory), в котором рассматривались 18 базовых станций (BSs) и распределенные по помещению случайным образом 1500 пользователей (UEs). Данный сценарий изображен на рисунке 1.

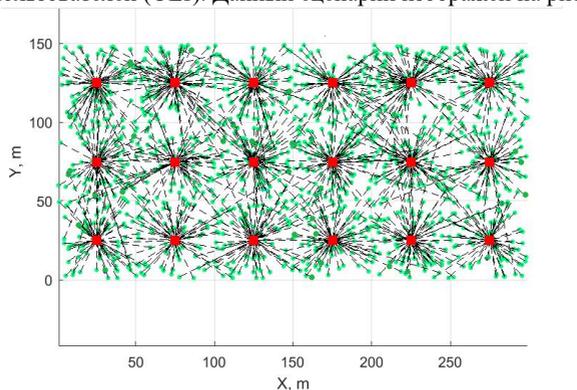


Рис. 1

Чтобы осуществить сравнение и оценку канала, необходимо выполнить построение профиля мощности задержки (Power delay profile (PDP)) для стохастической модели без K_R – фактора Райса и с его учетом, а также угловых спектров мощности для азимутальных углов прибытия (Azimuth angle Of Arrival (AOA)) и отправления (Azimuth angle Of Departure (AOD)).

Перед построением и изучением статистических характеристик, необходимо выполнить реализацию радиоканала:



DS – Delay spread (разброс задержки), AS – Angle spread (угловой разброс), SF – Shadow fading (затенение), K – фактора Райса, XPRs – Cross polarization power ration (коэффициенты мощности перекрестной поляризации).

После осуществления всех шагов, описанных выше, можно приступить к построению и сравнению статистических характеристик.

На рисунке 2 сравниваются значения угловых спектров мощности для АОА без учета К-фактора Райса (слева) и с его учетом (справа).

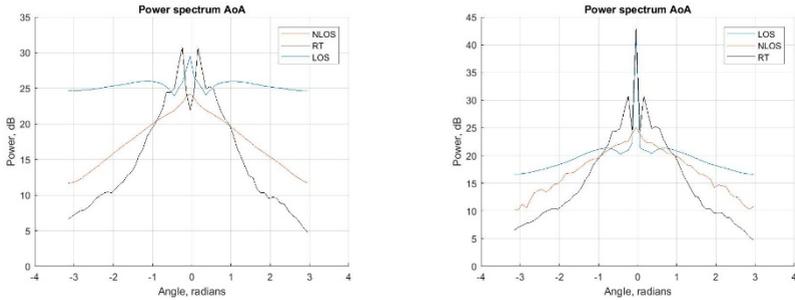


Рис. 2

Аналогичный вид имеют угловые спектры мощности для азимутального угла отправления, изображенные на рисунке 3.

На левом рисунке сравниваются без учета К-фактора Райса, а на правом с его учетом.

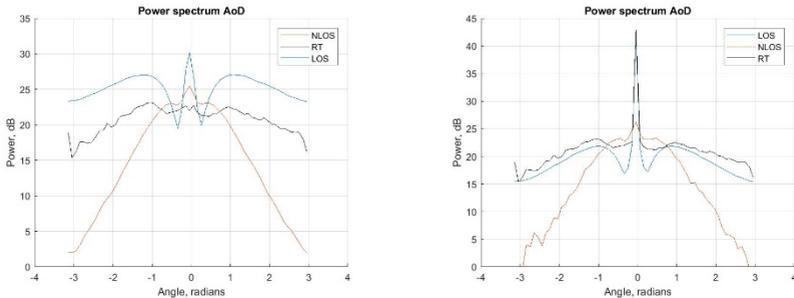


Рис. 3

Также было выполнено построение PDP для стохастической модели, его графики представлены на рисунке 4.

PDP имеет спад уровня сигнала с увеличением расстояния от источника сигнала. Это означает, что среда распространения сигнала имеет затухание или поглощение, вызванное физическими препятствиями. Графики не имеют резких всплесков или провалов, что говорит о незначительном количестве помех в канале.

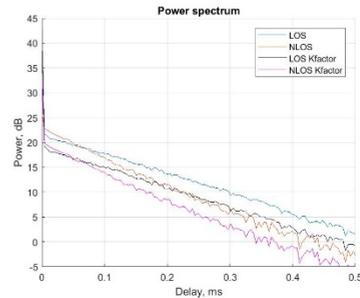


Рис. 4

Выводы

После реализации данного канала были построены и оценены статистические характеристики, такие как профиль мощности задержки и угловой спектр мощности, которые позволили рассмотреть, как мощность распределена по углам, какие профили затухания имеют задержки, определить, как быстро происходит это затухание с увеличением расстояния. Различия графиком угловых спектров мощности для двух моделей связано с механизмами распространения сигналов: стохастическая модель учитывает только статистические свойства канала, а Ray Tracing рассматривает траектории, отражения, преломления и т.д. Кроме того, самое главное условие их отличия, заключается в том, что отражатели для стохастической модели расположены случайным образом, а в модели Ray Tracing имеют конкретные положения.

В результате моделирования были получены графики PDP, которые помогли оценить поведение беспроводного канала связи, как изменяется мощность, оценить разброс задержек, а также степень помех, возникающих в результате многолучевости и препятствий на пути распространения сигнала. Используя данную информацию, можно повысить эффективность систем беспроводной связи в различных сценариях и средах.

Обе модели имеют свои преимущества и недостатки. Ray Tracing обеспечивает более точные результаты, позволяет моделировать более сложные сценарии, но при этом требует больше времени для выполнения расчетов, но она не может использоваться на очень большие области, так как для этого потребуется слишком много вычислительных ресурсов. В то же время стохастическая модель более простая в использовании и не требует сложных вычислений, позволяет быстро получить результаты, что важно в некоторых ситуациях, но, в отличие от Ray Tracing, есть вероятность, что результаты будут менее точные. Это две совершенно разные модели и основаны они на разных методах, выбор между ними зависит от конкретных требований и условий поставленных задач.

- [1] 3GPP TR 38.901: "ATIS.3GPP.38.901.V1510".
- [2] 3GPP TD RP-151606: "Study on channel model for frequency spectrum above 6 GHz".
- [3] ICT-317669-METIS/D1.4: "METIS channel model, METIS 2020, Feb, 2015".
- [4] Glassner A.S: "An introduction to ray tracing. – Elsevier, 1989".
- [5] McKown J.W., Hamilton R.L. Ray tracing as a design tool for radio networks // Network. IEEE. 1991. Vol. 5, No. 6. P. 27.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАРТЫ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ ЧИСЛА ПИЛОТНЫХ СИГНАЛОВ В ЧАСТОТНОЙ ОБЛАСТИ В OFDM СИСТЕМАХ СВЯЗИ

С.Н. Трушков, В.В. Купцов, О.А. Шмонин, К.А. Понур

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Снижение числа пилотных сигналов является одной из важнейших задач в системах мобильной связи пятого поколения. Данные сети функционируют на основе технологии OFDM и требуют оценки канала между передатчиком и приемником в целях эффективной цифровой обработки. Оценка канальной матрицы производится посредством передачи опорных сигналов на специально отведенных для этого частотно-временных ресурсах. Опорные сигналы должны передаваться достаточно часто, как по частоте, так и по времени, занимая значительную часть ресурсов. Кроме того, при наличии многоэлементных антенных решеток на стороне БС, необходимо проводить измерения канальных коэффициентов независимо для всех антенных портов БС, что приводит к существенному снижению пропускной способности системы.

Задача снижения числа пилотных сигналов в OFDM системах связи широко рассматривалась различными авторами [1, 2, 3]. Одним из перспективных направлений является использование некоторой априорной информации о канале связи [2]. На основе данной информации производится экстраполяция канальных коэффициентов измеренных для неполного набора ресурсов: поднесущих, антенных портов и OFDM символов. Такой подход позволяет добиться существенного снижения числа используемых ресурсов для оценки канала.

Идея использования априорной информации о канале связи может быть представлена в виде использования карты высокого разрешения, которая ставит в соответствие некоторому местоположению пользователя информацию о канале связи. Такая информация может включать в себя позиции отражателей и/или измерения канала.

В данной работе рассматривается использование карты высокого разрешения в целях снижения числа используемых поднесущих для оценки канала в OFDM системах связи.

Сигнальная модель

Исходя из многолучевого распространения сигнала, канальный коэффициент на стороне БС для поднесущей с частотой ω в момент времени t может быть представлен следующим образом:

$$h(\omega, t) = \sum_{k=1}^L A_k(t) e^{-j\omega\tau_k}, \quad (1)$$

Здесь канальный коэффициент представляется в виде суммы L гармоник с комплексными амплитудами $A_k(t)$ и частотами, определяемыми задержкой сигнала τ_k от k -го отражателя.

Алгоритм экстраполяции

Предложенная сигнальная модель (1) может быть использована в целях экстраполяции канальной матрицы на основе неполных измерений. Набор канальных коэффициентов $\mathbf{H}_{est} = [h(\omega_1^p, t), \dots, h(\omega_K^p, t)]^T$ в момент времени t , оцененных для некоторого набора из K поднесущих может быть представлен в матричном виде как:

$$\mathbf{H}_{est} = \begin{bmatrix} e^{-j\omega_1^p \tau_1} & e^{-j\omega_1^p \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_1^p \tau_J} \\ e^{-j\omega_2^p \tau_1} & e^{-j\omega_2^p \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_2^p \tau_J} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ e^{-j\omega_K^p \tau_1} & e^{-j\omega_K^p \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_K^p \tau_J} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1(t) \\ A_2(t) \\ \vdots \\ A_J(t) \end{bmatrix} = \mathbf{W}_p \mathbf{A}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{W}_p – матрица сканирующих векторов, определяемых набором задержек τ_i , \mathbf{A} – вектор-столбец комплексных амплитуд гармоник.

Решением системы линейных уравнений (2) относительно \mathbf{A} является следующее выражение:

$$\hat{\mathbf{A}} = (\mathbf{W}_p^H \mathbf{W}_p + \gamma \mathbf{I})^{-1} \mathbf{W}_p^H \mathbf{H}_{est}, \quad (3)$$

где γ – малый регуляризационный параметр, \mathbf{I} – единичная матрица, $(\cdot)^H$ – операция эрмитового сопряжения, $(\cdot)^{-1}$ – операция взятия обратной матрицы.

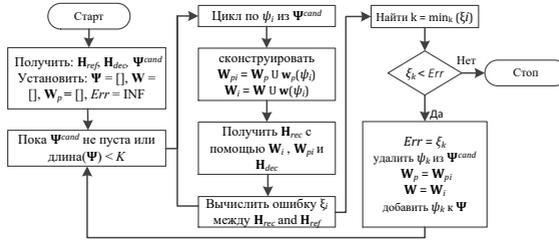
Оценка полной канальной матрицы $\hat{\mathbf{H}} = [h(\omega_1, t), \dots, h(\omega_N, t)]^T$ для $N > K$ поднесущих может быть найдена на основе оцененных комплексных амплитуд $\hat{\mathbf{A}}$ следующим образом:

$$\hat{\mathbf{H}} = \begin{bmatrix} e^{-j\omega_1 \tau_1} & e^{-j\omega_1 \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_1 \tau_J} \\ e^{-j\omega_2 \tau_1} & e^{-j\omega_2 \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_2 \tau_J} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ e^{-j\omega_N \tau_1} & e^{-j\omega_N \tau_2} & \dots & e^{-j\omega_N \tau_J} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \hat{A}_1(t) \\ \hat{A}_2(t) \\ \vdots \\ \hat{A}_J(t) \end{bmatrix} = \mathbf{W} \hat{\mathbf{A}}. \quad (4)$$

Отбор задержек для экстраполяции

Процесс оценки полной канальной матрицы с помощью (2)–(4) требует знания матриц \mathbf{W}_p и \mathbf{W} . Данные матрицы формируются на основе информации из карты высокого разрешения. Однако (3) накладывает некоторые ограничения на матрицу \mathbf{W}_p . Во-первых, число столбцов в \mathbf{W}_p не должно превышать число поднесущих K , используемых для оценки канала. Во-вторых, \mathbf{W}_p не должна содержать линейно-зависимые столбцы. Кроме того, число задержек, полученных из карты, может быть достаточно большим. В большинстве случаев только малая часть из них вносит наибольший вклад в полную канальную матрицу, следовательно, должна быть проведена некоторая процедура отбора таких элементов.

Одним из вариантов решения данной проблемы является использование жадного алгоритма. Данный алгоритм предполагает наличие опорного канала \mathbf{H}_{ref} , оцененного для полного набора поднесущих в момент получения карты высокого разрешения. Блок схема данного алгоритма представлена на рисунке ниже. На начальной итерации \mathbf{W}_p и \mathbf{W} являются пустыми. Для каждого элемента ψ_i из набора задержек Ψ_{cand} конструируются матрицы $\mathbf{W}_{pi} = \mathbf{W}_p \cup \mathbf{w}_p(\psi_i)$ и $\mathbf{W} = \mathbf{W} \cup \mathbf{w}(\psi_i)$.



Здесь $\mathbf{w}_p(\psi_i) = [e^{-j\omega_1^p\psi_i}, \dots, e^{-j\omega_K^p\psi_i}]^T$ и $\mathbf{w}(\psi_i) = [e^{-j\omega_1\psi_i}, \dots, e^{-j\omega_N\psi_i}]^T$. Затем производится восстановление полной канальной матрицы \mathbf{H}_{rec} на основе опорного канала \mathbf{H}_{dec} для набора поднесущих, используемых для передачи пилотных сигналов и вычисляется средняя квадратичная ошибка ζ_i между \mathbf{H}_{rec} и \mathbf{H}_{ref} . Среди полученного набора ошибок выбирается задержка, обеспечивающая наименьшую ошибку, удаляется из списка Ψ_{cand} , а соответствующий ей фазирующий вектор добавляется в матрицы \mathbf{W}_p и \mathbf{W} . Описанная процедура повторяется до тех пор, пока Ψ_{cand} не станет пустой, число столбцов в матрицах \mathbf{W}_p и \mathbf{W} не станет равным K , либо ошибка на текущей итерации не станет больше ошибки на предыдущей итерации алгоритма.

Условия моделирования

Анализ эффективности предложенного алгоритма проводился с использованием генератора моделей канала Quadriga [4]. Данный генератор позволяет моделировать движение пользователя на большие расстояния, рассчитывает канальные коэффициенты на основе реальных отражателей и обеспечивает плавное изменение канала вдоль траектории движения. В качестве сценария была выбрана модель 3GPP UMi NLOS [5]. Моделировался линейный трек пользователя длиной 150 метров. На стороне БС рассматривалась прямоугольная эквидистантная антенная решетка с 4 строками и 8 столбцами с изотропными антенными элементами и расстоянием 0.5λ между ними (λ – длина волны). На стороне пользователя рассматривалась линейная эквидистантная антенная решетка, состоящая из 4 антенных элементов с расстоянием 0.5λ .

В качестве метрики рассматривалось среднее значение Λ -метрики, которая определяется следующим образом:

$$\Lambda = \left(\frac{C_{rec}}{C_{opt}} - 1 \right) \times 100\%, \quad (5)$$

где C_{rec} и C_{opt} – это пропускные способности системы связи при использовании восстановленного и эталонного каналов соответственно. Пропускные способности вычисляются через отношение сигнал/шум:

$$C = \sum_{lr=1}^{N_{lr}} \log_2 \left(1 + \frac{SNR_{lr}}{1 - SNR_{lr}} \right) \quad (6)$$

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}\mathbf{W}, \quad \|\mathbf{H}\|_F = 1, \quad \|\mathbf{W}\|_F = 1 \quad (7)$$

$$SNR_{N_{lr}} = (\mathbf{H}_{eff}^H \mathbf{H}_{eff} + \mathbf{I}_{N_{lr}} \varepsilon)^{-1} \mathbf{H}_{eff}^H \mathbf{H}_{eff}, \quad (8)$$

где \mathbf{W} – матрица прекодирования, вычисленная через сингулярное разложение от матрицы канальных коэффициентов.

Результаты моделирования

В таблице ниже представлено среднее значение Λ -метрики, где D период следования пилотных сигналов, J – число задержек, предоставляемых картой, N_{ranks} число пространственных потоков используемых для передачи пилотных сигналов. В качестве эталонной была выбрана конфигурация, в которой передается один пилотный сигнал на 1 ресурсный блок (RB), состоящий из 12 поднесущих. На основе полученных результатов можно сделать вывод, что предложенный алгоритм обеспечивает уменьшение числа пилотных сигналов до 6 раз при передаче данных на 4 потоках и вплоть до 8 раз при использовании от 1 до 3 потоков. При этом деградация пропускной способности составляет менее 5%.

N_{ranks}	D = 2RB J = 30	D = 2RB J = 40	D = 2RB J = 50	D = 4RB J = 30	D = 4RB J = 40	D = 4RB J = 50
1 rank	+0.04%	+0.07%	+0.08%	-0.10%	-0.07%	-0.06%
2 ranks	+0.05%	+0.12%	+0.14%	-0.26%	-0.19%	-0.17%
3 ranks	+0.06%	+0.22%	+0.26%	-0.64%	-0.50%	-0.46%
4 ranks	+0.02%	+0.37%	+0.46%	-1.47%	-1.20%	-1.11%
N_{ranks}	D = 6RB J = 30	D = 6RB J = 40	D = 6RB J = 50	D = 8RB J = 30	D = 8RB J = 40	D = 8RB J = 50
1 rank	-0.44%	-0.41%	-0.40%	-0.72%	-0.69%	-0.68%
2 ranks	-0.98%	-0.92%	-0.90%	-1.60%	-1.55%	-1.54%
3 ranks	-2.13%	-2.00%	-1.96%	-3.44%	-3.35%	-3.32%
4 ranks	-4.21%	-4.00%	-3.92%	-6.60%	-6.43%	-6.39%

[1] Zhang Z., Zhang J., Zhang Y., Yu L., Liu G. // IEEE Vehicular Technology Magazine. 2023. Vol. 18, No.1, P. 29.
 [2] Han Y., Jin S., Li X., Wen C. K., Quek T. Q. S. // IEEE Transactions on Communications. 2021. Vol. 69, No. 12, P. 8534.
 [3] Adhikary A., Nam J., Ahn J. Y., Caire G. // IEEE Transactions on Information Theory. 2013. Vol. 59, No. 10. P. 6441.
 [4] 3GPP TR 38.901 (V17.0.0) // Study on channel model for frequencies from 0.5 to 100 GHz (Release 17). 2015.
 [5] Jaeckel S., Raschkowski L., Borner K., Thiele L., Burkhardt F., Eberlein E. // QuaD-RiGa - Quasi Deterministic Radio Channel Generator, User Manual and Documentation, Fraunhofer Heinrich Hertz Institute, Tech. Rep. v2.0.0, 2017.

ОЦЕНКА ВЫСОТЫ ДОРОЖНОГО ОБЪЕКТА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЭФФЕКТА МНОГОЛУЧЕВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ В АВТОМОБИЛЬНЫХ РАДАРАХ

Д.Е. Захряпин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В последние годы автомобильная промышленность претерпевает множество изменений. Производители автомобилей внедряют в современные автомобили новые технологии и системы помощи водителю. Как правило, эти системы используют радары миллиметрового диапазона волн. Основными преимуществами использования таких радаров являются работоспособность в плохих погодных условиях и возможность обнаружения дорожных объектов на расстоянии до сотен метров. Для повышения производительности систем помощи водителю требуется надежное измерение высоты объектов.

Сигнал, отраженный от дорожных объектов, распространяется по двум путям: прямому и переотраженному от других отражателей. Переотраженный путь называют многолучевым распространением. Многолучевое распространение ухудшает качество оценки угла места, тем самым снижая качество оценки высоты объекта. В литературе были рассмотрены алгоритмы для оценки угла места объекта в условиях многолучевого распространения [1, 2]. Метод оценки высоты путем объединения прямого и многолучевого сигналов представлен в работе [2].

До сих пор не было написано статей, в которых описывались бы проблемы оценки высоты, возникающие при установке радара с ошибкой в угломестной плоскости, которая приводит к ошибочному измерению высоты. В данной статье описаны методы повышения надежности измерения высоты с помощью объединения оценки углов прямого и переотраженного от подстилающей поверхности сигналов, соответствующих одному объекту с учетом влияния угла наклона радара в угломестной плоскости.

Модель многолучевого распространения

Геометрия измерения высоты при многолучевом распространении показана на рис. 1, где h_r – высота радара, h_o – высота объекта, R – дальность до объекта, O – точка отражения луча от подстилающей поверхности, α угол места прямого луча, β угол места переотраженного луча. Излучаемые сигналы могут распространяться по разным путям. Следовательно, принимаются четыре компонента сигнала: прямой путь (радар-объект-радар) и три не прямых пути (многолучевых).

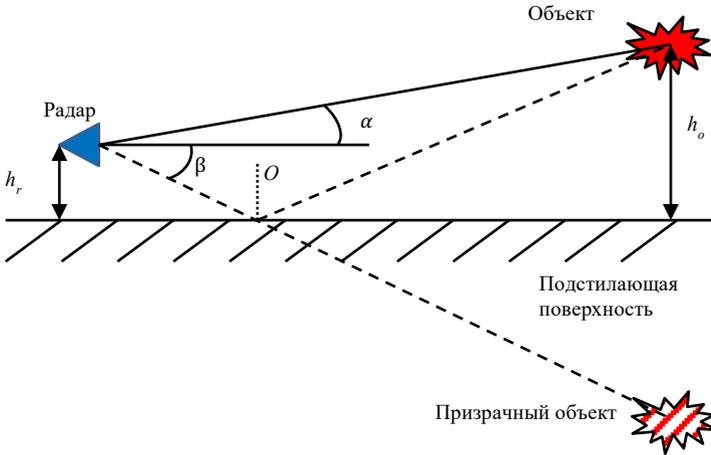


Рис.1

Из рис. 1 видно, что углы места прямого и многолучевого сигналов можно описать следующим образом [3]:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{h_o - h_r}{R}\right) + \gamma, \quad \beta = -\arcsin\left(\frac{h_o + h_r}{R}\right) + \gamma. \quad (1)$$

В реальной ситуации радар может быть установлен на автомобиль с некоторым смещением в угломестной плоскости на неизвестный угол γ (угол наклона в угломестной плоскости).

Угол наклона может быть найден из формул (1):

$$\gamma \approx \frac{1}{2} \cdot [\alpha + \beta] + \frac{1}{2} \cdot \arcsin\left(\frac{2 \cdot h_r}{R}\right). \quad (2)$$

Преобразуя формулы (1), приходим к выводу, что оценка высоты объекта не зависит от высоты радара и угла наклона радара в угломестной плоскости. Таким образом, высота объекта может быть оценена следующим образом:

$$h_o = \frac{R}{2} \sin(\alpha - \beta) \quad (3)$$

Результаты эксперимента

Предложенные формулы измерения высоты исследовалась на наборе данных с полигона. В качестве цели использовался уголкового отражатель. Высота уголкового отражателя составляла 1,5м, высота установки радара составляла 0,55м.

На рис. 2 слева представлена зависимость дальности до объекта от оценки угла места. Серые точки показывают значения, полученные в ходе измерений, красная кривая показывают аппроксимацию измерений для прямого луча, синяя для

переотраженного. Экспериментально оцененные значения углов прямого и многолучевого сигналов близки к рассчитанным теоретически. На рис. 2 справа показана оцененная высота с использованием формулы (3). Оценка высоты близка к реальной высоте объекта.

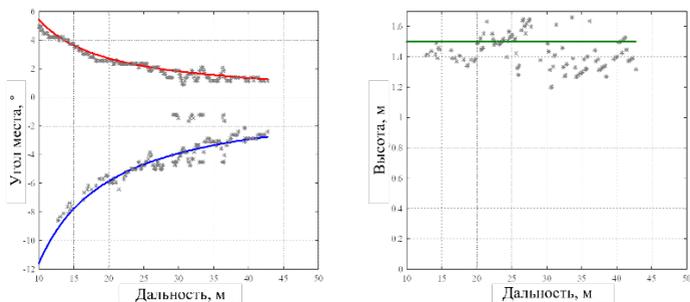


Рис. 2

Во втором эксперименте предложенный алгоритм оценки угла наклона в угломестной плоскости и его влияние на измерения высоты были исследованы с помощью набора дорожных данных. На рис. 3а показана зависимость угла наклона от номера измерения. Каждая точка на левом рис. 3 представляет собой среднее значение угла наклона в угломестной плоскости за 1 измерение для всех обнаруженных объектов с разными дальностями, азимутами и углами места. На правом рис. 3 представлена гистограмма оценки угла по 160 измерениям. Пиковое значение на гистограмме составляет около $-1,1$ градуса. Колебания угла наклона радара в угломестной плоскости относительно среднего значения вызваны вибрацией автомобиля и также могут быть измерены и учтены при оценке высоты объектов.

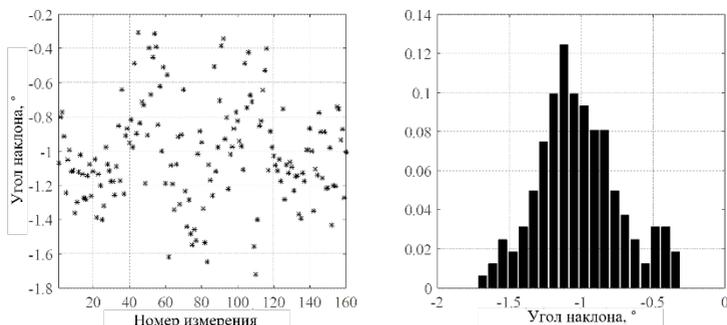


Рис. 3

На рис. 4 показана оценка высоты с компенсацией угла наклона в угломестной плоскости и без нее. Из рисунка видно, что в случае неизвестного угла наклона

антенной решетки, вычисленная высота цели зависит от дальности. Без компенсации угла наклона антенной решетки высота углового отражателя на расстоянии 40 м составляет около -0,6 м, при этом реальная высота уголкового отражателя составляет 1,5 м.

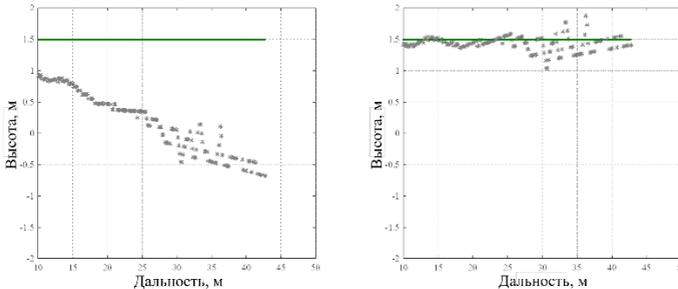


Рис. 4

Заключение

При установке радара со смещением в угломестной плоскости относительно нормали к подстилающей поверхности, угол места измеряется с систематической ошибкой. Эта ошибка снижает надежность оценки угла места и высоты объекта.

Влияние этих ошибок на измерение параметров можно уменьшить с помощью алгоритмов. В данной работе были предложены два алгоритма: алгоритм оценки угла наклона радара в угломестной плоскости и алгоритм оценки высоты дорожного объекта. Оба алгоритма основаны на объединении прямого и переотраженного от подстилающей поверхности сигналов, соответствующих одному объекту. Анализ показывает, что сумма углов прямого и переотраженного лучей (от подстилающей поверхности), соответствующих одной цели, пропорциональна углу наклона антенны в угломестной плоскости, а разница пропорциональна высоте цели. Высота объекта, оцениваемая по предлагаемым формулам, не зависит от угла наклона радара в угломестной плоскости и высоты объекта. Предложенные формулы могут применяться для радаров с высоким разрешением по углу места для своевременной юстировки.

- [1] Wang H.-N., Huang Y.-W., Chung S.-J. // IEEE Transactions on Vehicular Technology. 2017. Vol. 66, No. 2. P. 965.
- [2] Laribi A., Hahn M., Dickmann J., Waldschmidt C. // Advances in Radio Science. 2017. Vol. 15. P. 61.
- [3] Skolnik M.I. Radar handbook – New York: McGraw-Hill Companies, 2008, 1352 p.

Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»

Заседание секции проводилось 15 мая 2024 г.
Председатель – А.А. Мальцев, секретарь – О.В. Болховская.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«АКУСТИКА»**

Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

НЕЛИНЕЙНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В КРИСТАЛЛАХ С ДИСЛОКАЦИОННЫМ ГИСТЕРЕЗИСОМ ГРАНАТО-ЛЮККЕ

В.Е. Назаров, С.Б. Княшко

ИПФ РАН

Исследования амплитудно-зависимого внутреннего трения в кристаллических твердых телах (металлах, сплавах и горных породах), содержащих одномерные дефекты кристаллической решетки – дислокации, свидетельствуют о том, что такие материалы характеризуются гистерезисной нелинейностью, значительно превышающей упругую нелинейность однородных сред (без дефектов), обусловленную слабой ангармоничностью межмолекулярного взаимодействия. В настоящей работе проводится теоретические и численные исследования нелинейного распространения первоначально гармонических волн (ПГВ) в кристаллических твердых телах с дислокационным гистерезисом Гранато-Люккэ [1]. Получены аналитические решения, описывающие искаженные упругих волн в таких средах и определены амплитудные зависимости нелинейных декремента затухания и изменения скорости волны основной частоты, а также амплитуд ее высших гармоник.

Из дислокационной теории [1] следует, что гистерезисное уравнение состояния кристаллического твердого тела (для положительных сдвиговых напряжений $\sigma = \sigma_{xy}$ и деформаций $\varepsilon = \partial U_y / \partial x$) имеет вид:

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = G_0[\varepsilon - f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})], \quad (1)$$

$$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = D \begin{cases} (1 + \varepsilon/\beta) \exp(-\beta/\varepsilon), & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} > 0 - 1, \\ (1 + \beta/\varepsilon_m) \exp(-\beta/\varepsilon_m) \varepsilon/\beta, & \varepsilon \geq 0, \dot{\varepsilon} < 0 - 2, \end{cases} \quad (2)$$

где $U_y = U_y(x, t)$ – y -компонента смещения, $G_0 = G/(1 + QG)$, $D = \gamma^3 \Gamma Q / 3!$, $\gamma = L_N / L_c \gg 1$, $\Gamma = \pi f_m / 4aL_c$, $f_m \approx U_0/a$, $Q = 48a^2 \Lambda L_c^2 / \pi^4 C = 24(1 - \nu) \Lambda L_c^2 / \pi^3 G$, $C = 2Ga^2 / \pi(1 - \nu)$, $\beta = \Gamma / G_0 > 0$, G и ν – модуль сдвига и коэффициент Пуассона кристалла без дислокаций, a – модуль вектора Бюргерса, U_0 – энергия связи дислокации с примесным атомом, Λ – плотность дислокаций, L_c – расстояние между примесными атомами вдоль оси дислокации, L_N – длина дислокации, $f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ – гистерезисная функция, $|f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})| \ll |\varepsilon| \ll 1$, $f(\varepsilon = 0, \dot{\varepsilon}) = 0$, $\varepsilon_m / \beta < 1$, ε_m – амплитуда деформации. Аналогичные выражения имеют место для отрицательных ($\varepsilon \leq 0$) ветвей 3, 4 гистерезисной функции (2).

Необходимо отметить, что в гистерезисной функции (2) амплитуда ε_m не является амплитудой деформации ε_0 , заданной на границе кристалла, т.е. $\varepsilon_m \neq \varepsilon_0$. Амплитуда ε_m определяется максимальной деформацией волны в среде; по мере распространения волны (вдоль оси x) и ее нелинейного затухания амплитуда ε_m уменьшается, поэтому $\varepsilon_m = \varepsilon_m(\varepsilon_0, x) \neq \varepsilon_0$.

Подставим уравнение состояния (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$ [2], и, переходя к сопровождающей системе координат $\tau = t - x/C_0$, $x' = x \geq 0$, получим одноволновое уравнение для простых волн сдвиговой деформации $\varepsilon(x, \tau) = \partial U_y(x, \tau) / \partial x$, распространяющихся вдоль оси x :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = -\frac{1}{2C_0} \frac{\partial f(\varepsilon, \varepsilon_\tau)}{\partial \tau}, \quad (3)$$

где $U = U_y(x, \tau)$ – y -компонента смещения, ρ – плотность, $C_0 = (G_0/\rho)^{1/2}$ – скорость линейной волны.

Граничное условие (ГУ) зададим в виде синусоидального колебания:

$$\varepsilon(x = 0, t) = \varepsilon_0 \sin \omega t, \quad (4)$$

где ε_0 и ω – амплитуда и частота.

Подставляя (2) в уравнение (3), и переходя к безразмерным переменным, получим уравнение для простых волн деформации $e = e(z, \theta)$, отвечающих каждой ветви гистерезиса (2):

$$\frac{\partial e}{\partial z} = - \begin{cases} \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e^2}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e}\right) \frac{\partial e}{\partial \theta}, & e(z, \theta) \geq 0, e_\theta(z, \theta) > 0, \\ \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \frac{\partial e}{\partial \theta}, & e(z, \theta) \geq 0, e_\theta(z, \theta) < 0, \end{cases} \quad (5)$$

где $e(z = 0, \theta) = \sin \theta$, $\theta = \omega(t - x/C_0) = \omega\tau$, $e(z, \theta) = \varepsilon(z, \theta)/\varepsilon_0$, $e_m(z) = \varepsilon_m(z)/\varepsilon_0$, $z = \frac{D\omega x}{2\beta C_0} = \frac{\gamma^3 Q G_0 k x}{12}$, $k = \omega/C_0$, $\varepsilon_0/\beta < 1$.

Из-за нечетности гистерезисной функции [$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = -f(-\varepsilon, \dot{\varepsilon})$], положительный и отрицательный полупериоды ПГВ искажаются асимметрично, т.е. $e(z, \theta) = -e(z, \theta \pm \pi)$, поэтому в уравнении (5) и далее приведены выражения только для $e(z, \theta) \geq 0$.

Решение уравнения (5) с граничным условием (4) состоит из четырех простых волн (1–4), непрерывно переходящих друг в друга (для волн 1, 2 и 3, 4) и соединенных разрывами (для волн 4, 1 и 2, 3) и имеет следующий вид:

$$e(z, \theta) = \begin{cases} \sin\left(\theta - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e^2}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e}\right) z\right), & e \geq 0, e_\theta > 0, \\ \sin\left(\theta - \int_0^z \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) dz'\right), & e \geq 0, e_\theta < 0. \end{cases} \quad (6)$$

На рис. 2 показаны профили нелинейной волны $e = e(z, \theta)$ при $\varepsilon_0/\beta = 1/3$ и различных значениях z . Из-за нечетности гистерезисной функции [$f(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = -f(-\varepsilon, \dot{\varepsilon})$] положительный и отрицательный полупериоды первоначально гармонической волны искажаются асимметрично, т.е. $e(z, \theta) = -e(z, \theta \pm \pi)$. Из рис. 2 видно, что, вследствие наложения и “перехлеста” простых волн 4,1 и 2,3 вблизи нулевых деформаций [$e(z, \theta) = 0$], сразу же, при сколь угодно малых $z > 0$, на каждом периоде в профиле волны образуются неоднозначности. Устранение этих неоднозначностей осуществляется введением в профиль волны разрывов – ударных фронтов в точках $\theta = \theta_{1,2}(z)$ с

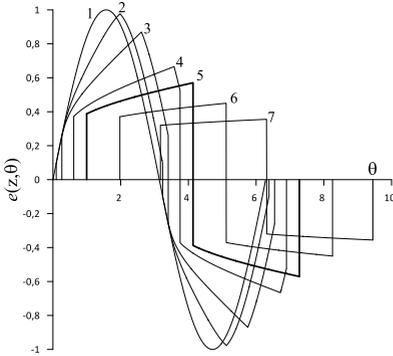


Рис. 1

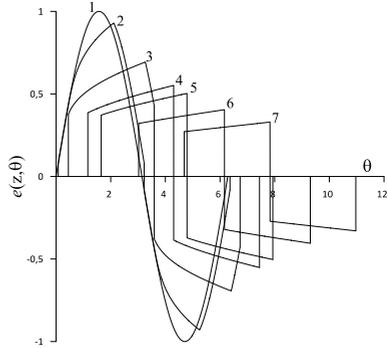


Рис. 2

амплитудами $e_{1,2}(z) > 0$. (Положения $\theta_{1,2}(z)$ и амплитуды $e_{1,2}(z)$ разрывов определяются из “правила равенства площадей” до и после разрыва.) Из рис. 2 также видно, что, в начале, при $z \leq z^*$, форма волны $e = e(z, \theta)$ состоит из простых волн 1-4 с разрывами $\theta_{1,2}(z \leq z^*)$ и изменяется от синусоидальной (1) до “условно трапецеидальной” (5), при этом амплитуда волны $e_m(z \leq z^*)$ определяется значением деформации в точке $\theta = \theta_m(z \leq z^*)$ пересечения простых волн 1 и 2. Затем, при $z \geq z^*$, простые волны 2 и 4 исчезают на разрывах $\theta_{2,1}(z \geq z^*)$, а форма волны $e = e(z, \theta)$ определяется только простыми волнами 1 и 3. Здесь форма волны $e = e(z, \theta)$ соответствует “меандру” (5-7), при этом ее амплитуда $e_m(z \geq z^*)$ равна амплитуде разрыва $e_2(z \geq z^*)$, а $\theta_m(z \geq z^*) = \theta_2(z \geq z^*)$. [Расстояние $z = z^*$, амплитуды $e_{1,2}(z)$ и положения разрывов $\theta_{1,2}(z)$ определим ниже.] Аналогичная эволюция нелинейной волны $e = e(z, \theta)$ имеет место и при увеличении параметра ε_0/β при $z = const$ (рис. 3). При $z \leq z^*$ амплитуда волны $e_m(z)$ определяется значением деформации $e(z, \theta)$ в точке пересечения простых волн 1 и 2 при $\theta = \theta_m(z)$, когда $e(z, \theta_m(z)) = e_m(z)$:

$$e_m(z) = \begin{cases} \sin\left(\theta_m(z) - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e_m^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)} z\right)\right), \\ \sin\left(\theta_m(z) - \int_0^z \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z')}\right) dz'\right). \end{cases} \quad (7)$$

Из уравнения (7) получим линейное неоднородное дифференциальное уравнение для функции $z = z(e_m)$:

$$\frac{dz}{de_m} - \left(1 - \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) \frac{z}{e_m} + \frac{2\varepsilon_0^2 e_m^2}{\beta^2 \sqrt{1 - e_m^2}} \exp\left(\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m}\right) = 0, \quad (8)$$

из которого находим выражения для $e_m = e_m(z)$, $e_{1,2}(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$:

$$\frac{\beta^2 z}{\varepsilon_0^2 e_m(z)} \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_m(z)}\right) = 2\sqrt{1 - e_m^2(z)}, \quad (9)$$

$$\theta_m(z) = \arcsin e_m + \frac{2\sqrt{1 - e_m^2(z)}}{e_m(z)} \left(1 + \frac{\varepsilon_0 e_m(z)}{\beta} + \frac{\varepsilon_0^2 e_m^2(z)}{\beta^2}\right), \quad (10)$$

$$e_{1,2}(z) = \sin\left(\theta_{1,2}(z) - \left(1 + \frac{\beta}{\varepsilon_0 e_{1,2}(z)} + \frac{\beta^2}{\varepsilon_0^2 e_{1,2}^2(z)}\right) \exp\left(-\frac{\beta}{\varepsilon_0 e_{1,2}(z)}\right) z\right) \quad (11)$$

$$\theta_2(z) = \theta_1(z) + \pi. \quad (12)$$

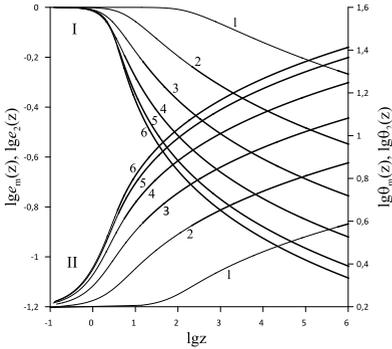


Рис. 3

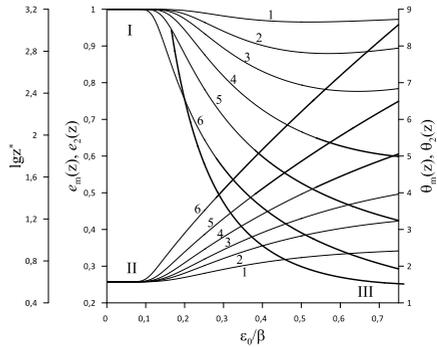


Рис. 4

На рис. 3 приведены графики зависимостей $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от z при различных значениях параметра ε_0/β . На рис. 4 приведены графики зависимостей $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от ε_0/β при различных значениях z . На этом же рисунке приведена зависимость lgz^* от ε_0/β . Зависимости $e_m(z)$, $e_2(z)$ и $\theta_m(z)$, $\theta_2(z)$ от z и ε_0/β качественно соответствуют поведению формы волны на рис. 2 и рис. 3: с ростом z и ε_0/β значения $e_m(z)$ и $e_2(z)$ уменьшаются, а $\theta_m(z)$ и $\theta_2(z)$ – растут, при этом с ростом ε_0/β расстояние z^* уменьшается.

Финансирование работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00057.

[1] Granato A.V., Lucke K. // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27, No. 5. P. 583.
 [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – Москва: Наука, 1965. 204 с.

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОЙ ВОЛНЫ НАКАЧКИ НА СЛАБУЮ ПРОБНУЮ ВОЛНУ В РЕЗОНАТОРЕ ИЗ ОТОЖЖЁННОЙ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

В.Е. Назаров¹⁾, А.Б. Колпаков²⁾

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Результаты экспериментальных исследований нелинейных акустических эффектов (НАЭ), возникающих при распространении и взаимодействии интенсивных акустических волн в микронеоднородных средах, представляют значительный интерес - они могут быть использованы для определения динамических уравнений состояния этих сред, адекватно описывающих происходящие в них нелинейные волновые процессы. Наиболее сильно НАЭ проявляются в высокочастотных резонаторах, где амплитуды резонансных стоячих волн могут достигать более значительных величин, чем для бегущих волн в безграничных средах.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального и теоретического исследования эффектов влияния сильной низкочастотной (НЧ) или высокочастотной (ВЧ) волны накачки на характеристики слабой ВЧ или НЧ волны в стержневом резонаторе из отожжённой поликристаллической меди. Схема эксперимента изображена на рис. 1. Исследуемый образец 1, представлял собой стержень круглого сечения (диаметром $d = 0,8$ см и длиной $L = 43$ см) из поликристаллической меди. Стержень

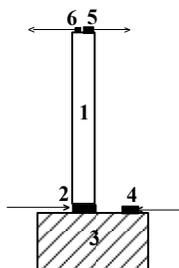


Рис. 1

отжигался в течение 2-х часов при температуре 600°C . К его нижнему торцу, для возбуждения сильной продольной волны накачки, приклеивался пьезокерамический излучатель 2, другая сторона которого – к массивной металлической нагрузке 3. Для возбуждения в стержне слабой продольной волны, к верхней поверхности нагрузки 3 (вблизи излучателя 2) приклеивался пьезокерамический излучатель 4. К верхнему свободному торцу стержня 1 приклеивались пьезокерамические приёмники 5 и 6 – для приёма продольных колебаний, создаваемых излучателями 2 и 4. С приёмника 5 сигнал поступал на анализатор спектра для измерения амплитуды сильной волны накачки, а с приёмника 6 – на селективный вольтметр для измерения амплитуды слабой волны.

Для первых четырёх мод резонатора его резонансные частоты F_p и добротности Q_p составляли соответственно: $F_1 \approx 2200$ Гц, $F_2 \approx 6440$ Гц, $F_3 \approx 10690$ Гц, $F_4 \approx 14940$ Гц и $Q_1 \approx 420$, $Q_2 \approx 880$, $Q_3 \approx 570$, $Q_4 \approx 690$. В первой серии измерений в резонаторе возбуждались сильная волна накачки на 1-ой моде ($p = 1$) и слабая волна на 4-ой ($q = 4$), а во второй, наоборот – сильная волна на 4-ой моде ($p = 4$) и слабая волна на 1-ой ($q = 1$). Амплитуда возбуждения слабой волны в процессе измерения была фиксирована и не изменялась, а амплитуда деформации ε_m волны накачки увеличивалась. На рис. 2 приведены зависимости нормированной амплитуды $e(\varepsilon_m)$ – a и относительного сдвига резонансной частоты $|F_{nl,q}(\varepsilon_m)|/F_q - b$ для слабой волны от амплитуды ε_m сильной волны (в резонансе). Сплошные (прямые) и пунктирные линии (на

рис. 2б) соответствуют зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m$ и зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m^{1/2}$.

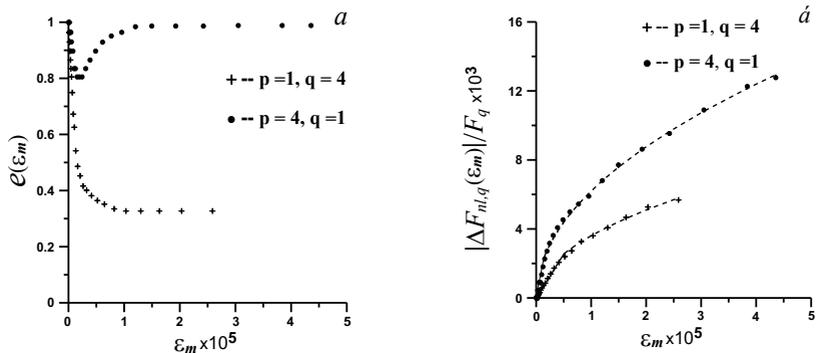


Рис. 2 а,б

Из рис. 2 а,б видно, что при малых амплитудах накачки ($\epsilon_m \leq 2,5 \cdot 10^{-6}$ при $p = 1, q = 4$ и $\epsilon_m \leq 5 \cdot 10^{-6}$ при $p = 4, q = 1$) – $e(\epsilon_m) = 1 - g(p, q)\epsilon_m$, $g(p, q)$ – коэффициент, зависящий от p и q , $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m$, а при больших ($\epsilon_m > 10^{-5}$) – $e(\epsilon_m) \approx const$, т.е. наблюдается насыщение нелинейных потерь, а в зависимости $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q$ от ϵ_m проявляется тенденция к насыщению, при которой относительный сдвиг $|F_{nl,q}(\epsilon_m)|/F_q \propto \epsilon_m^{1/2}$.

Теоретическое описание взаимодействия НЧ и ВЧ волн проведём в рамках феноменологического гистерезисного уравнения состояния $\sigma(\epsilon) = E[\epsilon - f(\epsilon)]$ поликристаллического твёрдого тела с насыщением амплитудно-зависимого внутреннего трения:

$$f(\epsilon) = \frac{\beta \epsilon_m \epsilon}{1 + \gamma_1 \epsilon_m^{1/2}} + \frac{1}{2(1 + \gamma_2 \epsilon_m)} \begin{cases} \beta_1 \epsilon^2 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \epsilon_m^2, & \epsilon > 0, \\ -\beta_2 \epsilon^2 + \frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \epsilon_m^2, & \epsilon < 0, \end{cases} \quad (1)$$

где σ и ϵ – продольные напряжение и деформация, E – модуль Юнга, ϵ_m – амплитуда деформации, $f(\epsilon)$ – гистерезисная функция β , и $\beta_{1,2}$ – параметры гистерезисной нелинейности, $\gamma_{1,2}$ – параметры, отвечающие за насыщение наблюдаемых эффектов, $|f(\epsilon)| \ll |\epsilon| \ll 1$, $\gamma_{1,2} \geq 0$, $\beta_1 + \beta_2 \geq 0$, $|\beta| \epsilon_m \ll 1$, $|\beta_{1,2}| \epsilon_m \ll 1$. Подставляя (1) в уравнение движения $\rho U_{tt} = \sigma_x(\epsilon)$ [1-3], и учитывая линейную диссипацию твёрдого тела, получим волновое уравнение для продольных (вдоль оси x стержня) смещений $U = U(x, t)$: $U_{tt} - C_0^2 U_{xx} = -C_0^2 f_x(\epsilon) + \alpha U_{xxt}$, где $\epsilon(x, t) = U_x(x, t)$, $C_0 = (E/\rho)^{1/2}$ – НЧ линейная скорость продольной волны в стержне, α – коэффициент линейной диссипации, ρ – плотность. Для резонатора с жёсткой ($x = 0$) и мягкой ($x = L$) границами граничные условия имеют вид: $U(x = 0, t) = A \sin(\Omega_s t + \theta) + a \sin \Omega_w t$, $U_x(x = L, t) = 0$, а его линейные резонансные частоты $\Omega_{p,q}$, добротности $Q_{p,q}$ и волновые числа $K_{p,q}$

определяются следующими выражениями: $\Omega_{p,q} = C_0 K_{p,q}$, $Q_{p,q} = \mu_{p,q}^{-1} = C_0^2 / \alpha \Omega_{p,q}$, $K_p = \pi(2p - 1)/2L$, $K_q = \pi(2q - 1)/2L$, где $A \gg a$, Ω_s и Ω_w – частоты сильной и слабой волн, $\Omega_s = \Omega_p + \delta_p$, $\Omega_w = \Omega_q + \delta_q$, $|\delta_p| \ll \Omega_p/p$, $|\delta_q| \ll \Omega_q/q$, $p, q = 1, 2, 3 \dots$, $p \neq q$, $\Omega_{s,w} = 2\pi F_{s,w}$, $\delta_{p,q} = 2\pi F_{p,q}$, $\theta = const$.

Для решения волнового уравнения используем замену: $V(x, t) = U(x, t) - A \sin(\Omega_s t + \theta) - a \sin \Omega_w t$, при которой граничные условия для $V(x, t)$ становятся нулевыми: $V(x = 0, t) = 0$, $V_x(x = L, t) = 0$. Для колебаний резонатора вблизи его резонансных частот Ω_p и Ω_q , когда $|V(x, t)| \gg A_0, a_w$, волновое уравнение принимает вид:

$$V_{tt} - C_0^2 V_{xx} = -C_0^2 f_x(\varepsilon) + \alpha V_{xxt} + A \Omega_s^2 \sin(\Omega_s t + \theta) + a \Omega_w^2 \sin \Omega_w t. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) будем искать в виде суммы $V(x, t) = V_s(x, t) + V_w(x, t)$, $\varepsilon(x, t) = \varepsilon_s(x, t) + \varepsilon_w(x, t)$ двух гармонических стоячих волн – сильной волны накачки $V_s(x, t)$, $\varepsilon_s(x, t) = V_{sx}(x, t)$ и слабой волны $V_w(x, t)$, $\varepsilon_w(x, t) = V_{wx}(x, t)$: $V(x, t) = V_m \sin K_p x \sin(\Omega_s t + \vartheta_s) + V_w(\varepsilon_m) \sin K_q x \sin(\Omega_w t + \vartheta_w)$. В результате, из уравнения (2) получим уравнение для слабой волны $V_w(x, t)$:

$$2\Omega_q \delta_q V_w(\varepsilon_m) \sin K_q x \sin(\Omega_w t + \vartheta_w) - \alpha V_w(\varepsilon_m) \Omega_q K_q^2 \sin K_q x \cos(\Omega_w t + \vartheta_w) + a \Omega_q^2 \sin \Omega_w t = C_0^2 \{ \langle f(\varepsilon_s + \varepsilon_w), \Omega_w \rangle \}_x, \quad (3)$$

где $\langle f(\varepsilon_s + \varepsilon_w), \Omega_w \rangle$ – гармоническая составляющая периодической функции $f(\varepsilon_s + \varepsilon_w)$ с частотой Ω_w .

Из уравнения (3) находим выражение для резонансной кривой резонатора:

$$\varepsilon_w(\varepsilon_m) = \frac{a \Omega_q / L}{\left\{ [\delta_q - \delta_{nl,q}(\varepsilon_m)]^2 + [\mu_q + \mu_{nl,q}(\varepsilon_m)]^2 \Omega_q^2 / 4 \right\}^{1/2}}, \quad (4)$$

где нелинейные потери $\mu_{nl,q}(\varepsilon_m)$ и сдвиг резонансной частоты $\delta_{nl,q}(\varepsilon_m) = 2\pi \Delta F_{nl,q}(\varepsilon_m)$ определяются нижеприведенными выражениями.

В мало-амплитудном режиме:

$$\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = [a D_1(p, q) - c D_2(p, q) \varepsilon_m] \varepsilon_m \geq 0, \quad (5)$$

$$\frac{\delta_{nl,q}(\varepsilon_m)}{\Omega_q} = - \left[b D_1(p, q) - d D_3(p, q) \varepsilon_m^{1/2} \right] \varepsilon_m \leq 0, \quad (6)$$

где $a = \frac{2(\beta_1 + \beta_2)}{3\pi}$, $b = \beta$, $c = \frac{(\beta_1 + \beta_2)\gamma_2}{\pi}$, $d = \frac{5\beta\gamma_1}{4}$, $m = \frac{2q-1}{2p-1}$,

$$D_1(p, q) = \frac{1}{\pi} \left(1 + \frac{(1-2n)\cos\pi m}{1-4m} \right), \quad D_2(p, q) = \frac{1}{4} \left(1 + \frac{3+m^2 \sin\pi m}{1-m^2 \pi m} \right),$$

$$D_3(p, q) = \frac{1}{6\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(1/4)}{\Gamma(3/4)} + \frac{\sqrt{\pi/2}}{(9-16m^2)\Gamma[(3/4)+m]\Gamma[(3/4)-m]}.$$

В режиме насыщения:

$$\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = cD_1(p, q) = const > 0, \quad \frac{\delta_{nl,q}(\varepsilon_m)}{\Omega_q} = -bD_2(p, q)\varepsilon_m^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

где $D_2(p, q) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\sin \pi n}{\pi n}\right)$, $D_2(p, q) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3/4)}{\Gamma(1/4)} + \frac{2\sqrt{2}\pi}{(1-16m^2)\Gamma[(1/4)+m]\Gamma[(1/4)-m]}.$

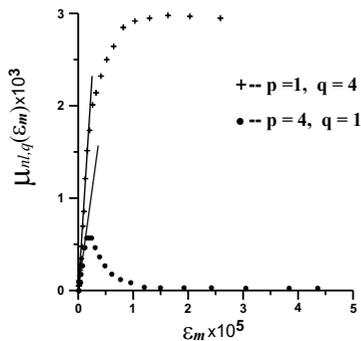


Рис. 3

Отметим, что в средах с упругой квадратичной нелинейностью ($\beta=0$, $\beta_1 + \beta_2 = 0$, $\gamma_2 = 0$), когда $f(\varepsilon) \propto \varepsilon^2$, сильная волна не влияет на слабую. Далее, из выражения (4), при $\delta_q = \delta_{nl,q}(\varepsilon_m)$, находим нелинейные потери: $\mu_{nl,q}(\varepsilon_m) = [e^{-1}(\varepsilon_m) - 1]/Q_q$ (рис. 3). Из сравнения выражений (5)-(7) с результатами эксперимента (рис. 2 б и рис 3) находим значения параметров β , $\beta_1 + \beta_2$, γ_1 и γ_2 гистерезисной нелинейности отожжённой меди при различных соотношениях частот Ω_p и Ω_q сильной и слабой волн:

$$p = 1, q = 4 - \beta \approx 2,2 \cdot 10^3, \beta_1 + \beta_2 \approx 2,5 \times 10^4, \gamma_1 \approx 7,5 \cdot 10^2, \gamma_2 \approx 4,4 \cdot 10^5;$$

$$p = 4, q = 1 - \beta \approx 1,9 \cdot 10^3, \beta_1 + \beta_2 \approx 2 \times 10^3, \gamma_1 \approx 5,6 \cdot 10^2, \gamma_2 \approx 2 \cdot 10^5.$$

Видно, что при изменении комбинации частот Ω_p, Ω_q ($c \Omega_1, \Omega_4$ на Ω_4, Ω_1) значения параметров гистерезисной нелинейности заметно уменьшаются.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00057.

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теория упругости. – М.: Наука, 1965. 204 с.
 [2] Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. 520 с.
 [3] Зарембо Л.К., Красильников В.А. // УФН. 1970. Т. 102, № 4. 549 с.

ПРОЯВЛЕНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ КОРОТКИХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДЛИННЫХ НЕОБРУШИВАЮЩИХСЯ ВОЛН В СИГНАЛЕ РАДИОЛОКАТОРА

В.А. Доброхотов^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}, И.А. Сергиевская^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Нелинейные гравитационные волны могут оказывать влияние на обратное радиолокационное рассеяние. Сильные обрушения, характеризующиеся опрокидыванием гребня волны, являются ярким примером. Обрушающиеся волны могут создавать гидродинамическую турбулентность в верхнем слое воды, что приводит к подавлению мелкомасштабных ветровых волн и ослаблению радиолокационного рассеяния, эффекту «радиолокационного (РЛ) следа» [1]. Но, как показывают наблюдения, длинные необрушивающиеся волны также могут приводить к подобному эффекту.

Целью данной работы является исследование изменчивости коротких ветровых волн при прохождении цуга длинных необрушивающихся гравитационных волн и влиянии этой изменчивости на обратное радиолокационное рассеяние Ка-диапазона. В работе представлен эффект «РЛ следа» после прохождения длинных волн аналогично [1], хоть и в меньшей степени.

Эксперимент

Лабораторные эксперименты были проведены в кольцевом ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. Ветровые волны генерировались с помощью вентилятора. Скорость ветра варьировалась от 1.3 м/с до 2 м/с. В области наблюдения длины ветровых волн при указанных скоростях ветра варьировались в диапазоне от 5 до 15 см. Цуги длинных гравитационных волн создавались при помощи механического волнопродуктора. Длина волн в цуге была порядка $\lambda = 75$ см. Для радиолокационных измерений использовался скаттерометр Ка-диапазона с длиной волны 8.7 мм. Угол падения волны составлял 57° . Лабораторная установка представлена на рис. 1.



Рис. 1

На рис. 2 представлены примеры спектрограмм обратного радиолокационного рассеяния при малой скорости ветра, на которых проявляется характерный эффект

ослабления интенсивности рассеяния на коротких ветровых волнах при прохождении цуга необрушивающихся гравитационных волн.

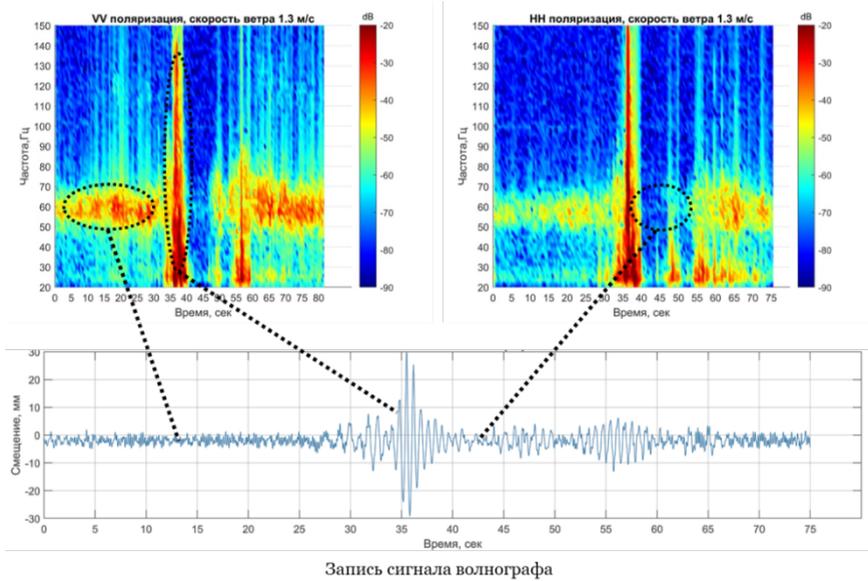


Рис. 2

На рис. 2 видно, что начало записи отвечает обратному рассеянию на мелкомасштабных ветровых волнах до прихода низкочастотного волнового цуга в область наблюдений. Когда цуг попадает в область видимости скаттерометра, резко возрастает интенсивность обратного рассеяния. После того, как длинные необрушивающиеся волны покинули радарную область, обратное рассеяние уменьшается до значений ниже начального уровня, что говорит о том, что ветровые волны подавились после прохождения низкочастотных волн. Через 2 – 7 секунды после этого, в зависимости от скорости ветра и ветровые волны, и обратное рассеяние на них возвращаются к своему первоначальному уровню.

Анализ полученных данных

В ходе анализа радиолокационных измерений были получены зависимости интенсивности обратного микроволнового рассеяния до прихода цуга низкочастотных гравитационных волн и после прохождения в зависимости от скорости ветра (рис. 3).

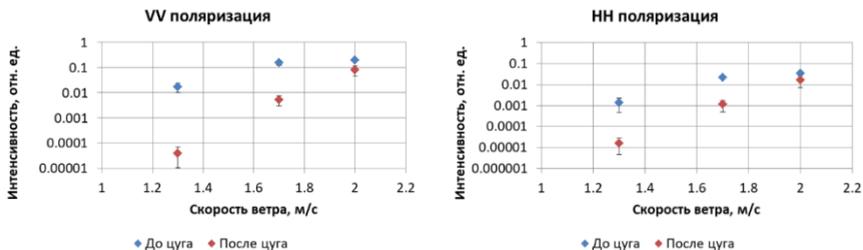


Рис. 3

Из рис. 3 хорошо видно, что эффект ослабления обратного радиолокационного рассеяния хорошо проявляется при прохождении цугов необрушивающихся волн на малых скоростях ветра. При росте скорости ветра эффект подавления радиолокационного сигнала уменьшается. Также уменьшается время восстановления обратного рассеяния до первоначального уровня. При этом степень ослабления интенсивности РЛ рассеяния после прохождения цуга необрушивающихся волн на VV и HH поляризациях близка, что говорит как о затухании свободной капиллярной ряби, так и нелинейных паразитных структурах на профилях см-дм гравитационно-капиллярных волн (паразитной капиллярной ряби на переднем склоне и bulge / toe структурах вблизи гребней).

Эффект ослабления обратного рассеяния в Ка-диапазоне после прохождения цуга волн может быть объяснен как результат подавления мелкомасштабных ветровых волн, дающих основной вклад в рассеяние, фоновой турбулентностью, усиленной за счет вертикальных сдвигов поля скорости в орбитальных движениях необрушивающихся гравитационных волн.

Выводы

В лабораторном эксперименте показано, что после прохождения цуга длинных поверхностных волн наблюдается ослабление интенсивности РЛ сигнала - эффект «радиолокационного следа» длинных волн. Эффект наиболее сильно выражен в условиях сильных обрушений волн, однако наблюдается (хотя и в меньшей степени), также и для необрушивающихся волн.

Эффект связан с усилением турбулентности в слое ветрового дрейфа за счет вертикальных сдвигов поля скорости в орбитальных движениях длинных волн, которая приводит к подавлению мелкомасштабной ветровой ряби.

Работа выполнена в рамках госзадания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (№ 0729-2020-0037).

[1] Ermakov I. et al. // Remote Sensing. 2020. Vol. 12. P. 3618.

ЭФФЕКТ ВОЗБУЖДЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ КОРОТКИХ ВОЛН ПОЛИЭТИЛЕНОВЫМИ ПЛЕНКАМИ

В.А. Доброхотов¹⁾, С.А. Ермаков^{1,3)}, И.А. Сергиевская^{1,3)}, А.О. Тюрин²⁾

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

В настоящее время количество пластикового мусора в океане достигает угрожающего масштаба, представляя серьезную экологическую угрозу [1].

Пластиковый мусор на поверхности или в приповерхностном слое воды с масштабами порядка десятков см и более может оказывать существенное влияние на распространение мелкомасштабных ветровых волн, что, в свою очередь, может служить физической основой для развития методов радиолокационной изменчивости рассеяния на морской поверхности [1, 2].

В данной работе приведены результаты лабораторных исследований затухания гравитационно-капиллярных волн и особенностей радиолокационного рассеяния в присутствии вертикально расположенной в воде полиэтиленовой пленки.

Эксперимент

Эксперименты проводились в овальном ветро-волновом бассейне Института прикладной физики РАН. В начале прямого участка бассейна был установлен механический волнопродуктор, который позволял генерировать волны с частотами 3 Гц - 4.5 Гц и крутизнами $kA = 0.1 - 0.3$. На расстоянии порядка 90 см от волнопродуктора размещалась вертикально ориентированная полиэтиленовая пленка с толщиной 2 мм. Нижний край пленки фиксировался грузами на дне бассейна, верхний край пленки находился у поверхности воды и был свободен. По обе стороны от пленки для измерения амплитуд проходящих цугов волн устанавливались струнные волнографы. Для радиолокационных измерений использовался скаттерометр Ка-диапазона с длиной волны 8.7 мм. Угол падения волны составлял 57° . Схема установки представлена на рис. 1.

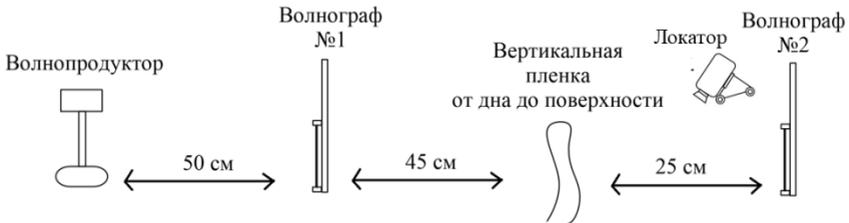


Рис. 1

На рис. 2 приведены результаты исследований особенностей прохождения и отражения цугов гравитационно-капиллярных волн (ГКВ). Средняя амплитуда цуга по данным первого волнографа – $A_{пад}$, средняя амплитуда цуга на втором волнографе, после

пенки – A_{np} , средняя амплитуда отраженного цуга – A_{omp} . На рис. 3 представлены характерные спектры РЛ рассеяния на чистой поверхности и в присутствии пленки, когда область поверхности воды, облучаемая локатором, находилась в непосредственной близости после вертикально ориентированной пленки.

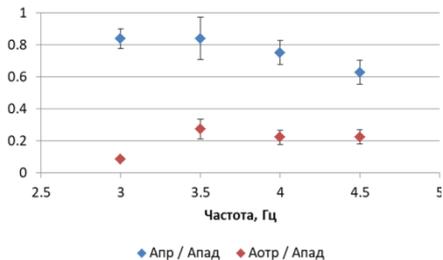


Рис. 2



Рис. 3

Анализ полученных данных

В ходе анализа радиолокационных измерений были получены зависимости интенсивности обратного микроволнового рассеяния от крутизны падающей волны (рис. 4).

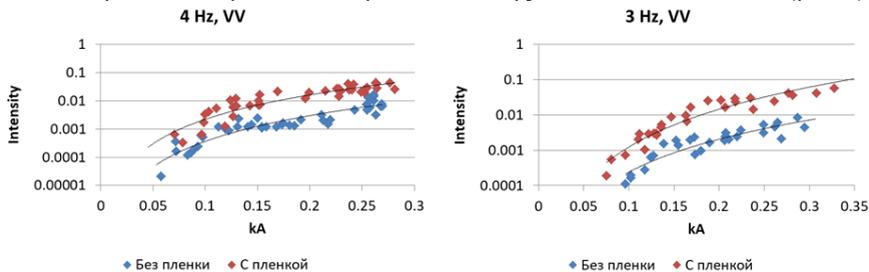


Рис. 4

Из рис. 4 следует, что интенсивность рассеяния после прохождения ГКВ через пленку возрастает. При этом также меняется доплеровский сдвиг в радиолокационных (РЛ) спектрах (рис. 5). Согласно рис. 5 при рассеянии РЛ сигнала за пленкой частота доплеровского сдвига уменьшается по сравнению с рассеянием на чистой поверхности. Частота прямо пропорциональна скорости рассеивателей: $\omega_d = 2k_e \sin(\theta) V$ (k_e – волновое число падающей электромагнитной волны, θ – угол падения, V – скорость рассеивателей).

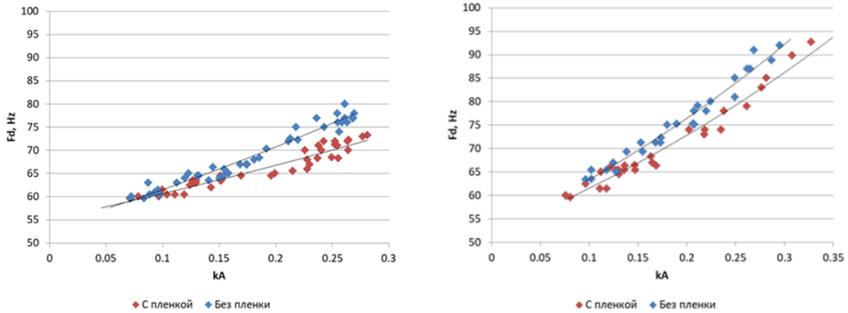


Рис. 5

Главными источниками обратного микроволнового рассеяния Ка-диапазона при умеренном угле зондирования являются капиллярные волны мм-диапазона. Свободные капиллярные волны распространяются с меньшей скоростью, чем паразитная капиллярная рябь, которая в силу нелинейности возбуждается на профиле несущих ГКВ см-дм диапазона длин и движется со скоростью этих несущих волн. Исходя из этого, можно сделать вывод, что поверхностные ГКВ, падающие на вертикальную полиэтиленовую пленку, возбуждают колебания вертикальной пленки, что приводит к генерации квазилинейных коротких капиллярных волн. Последние распространяются со скоростью, меньшей, чем см-дм-ГКВ и вносят свой вклад в усиление интенсивности РЛ рассеяния и уменьшение доплеровского сдвига частоты РЛ сигнала в области за пленкой.

Выводы

Гравитационно-капиллярные волны слабо затухают при прохождении области с вертикально ориентированной полиэтиленовой пленкой.

При этом интенсивность обратного радиолокационного рассеяния после пленки увеличивается по сравнению с интенсивностью в отсутствие пленки, тогда как РЛ доплеровский сдвиг уменьшается.

Эффект связан с возбуждением вторичных капиллярных волн при колебаниях вертикально ориентированной пленки, связанных с прохождением более длинных ГКВ см-дм-диапазона длин. Возбуждаемые “медленные” капиллярные волны приводят к увеличению интенсивности и уменьшению доплеровского сдвига частоты РЛ сигнала. Вторичные капиллярные волны являются быстро затухающими, поэтому обнаруженный эффект ослабевает при удалении от пленки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 23-17-00167.

- [1] Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
 [2] Serafino F., Bianco A. // Remote Sens. 2021. Vol. 13. P. 3558.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ БИОГЕННЫХ ПЛЁНОК И ПЛЁНОК ПАВ НА СПУТНИКОВЫХ ИНФРАКРАСНЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ ВНУТРЕННЕГО ВОДОЁМА

О.А. Даниличева^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Известно, что интенсивное “цветение” фитопланктона вызывает снижение прозрачности воды, уменьшение концентрации растворенного кислорода, резкое повышение уровня содержания токсинов в воде и многое другое, что приводит к массовой гибели рыбы, нарушению нормальной работы водоочистных сооружений, непригодность использования воды как питьевой и пр.

Для развития методов экологического мониторинга внутренних водоемов и прибрежных зон океана весьма актуальным является задача диагностики зон “цветения воды”.

Цветение может проявляться на спутниковых изображениях. Например, на радиолокационных изображениях проявляется в связи с наличием на поверхности воды биогенных пленок, способных подавлять мелкомасштабные ветровые волны. Однако такие области могут быть связаны и с зонами безветрия, морским мусором, нефтяными пятнами и т. д. Наблюдение областей цветения в оптическом диапазоне основано на анализе изменения цветности верхнего слоя воды.

Наиболее перспективным датчиком для мониторинга водной поверхности являются радиолокатор с синтезированной апертурой, что связано с возможностью получения данных в любую погоду и любое время суток. Однако, в настоящее время только радиолокаторы, без измерений в других областях электромагнитного спектра, не позволяют отличить биогенные пленки от антропогенных пленочных загрязнений, в частности нефтяных. Дополнительное использование оптических/инфракрасных (ИК) датчиков и спектральных характеристик отраженного от воды излучения может позволить отличить биогенные пленки от антропогенных плёночных загрязнений.

В данной работе выполнен анализ имеющихся данных спутниковых мультиспектральных наблюдений водоемов, в частности, в ближнем и коротковолновом ИК-диапазонах, в областях интенсивного цветения фитопланктона, а также перенасыщенных пленок ПАВ на водной поверхности, выявлены значительные различия в полученных спектральных контрастах, которые могут использоваться для различения разных типов пленок.

Спутниковые наблюдения

На примере Горьковского водохранилища нами был проведен анализ имеющихся спутниковых мультиспектральных наблюдений эвтрофированного водоема, особенно в ближнем (NIR) и коротковолновом (SWIR) инфракрасных диапазонах, в областях интенсивного цветения фитопланктона (рис. 1) и присутствия на поверхности воды

плёнок поверхностно-активных веществ (ПАВ) (рис. 2). Для анализа использовались данные Sentinel-2 MSI.



Рис. 1

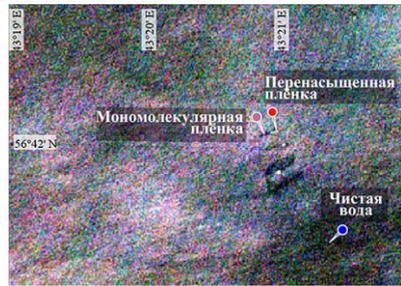


Рис. 2

На рис. 1 представлено изображение за 11.08.2021, полученное в период интенсивного цветения фитопланктона, которое проявилось на изображении в виде ярких областей зеленого цвета, отвечающих зонам высокой концентрации водорослей. Области наиболее сильного цветения проявились и в усилении сигнала в SWIR диапазоне (1,6 мкм), который сильно поглощается водой. Это позволяет полагать, что интенсивное рассеяние ИК-излучения связано с толстыми биогенными пленками в областях наиболее сильного цветения, которые могут проявляться за счёт сгустков водорослей на поверхности воды. Для проверки данного предположения по спутниковым данным был рассчитан индекс плавающих на поверхности воды водорослей (FAI – Floating Algae Index) [1], который является эффективным индексом для обнаружения поверхностной растительности в водоемах (рис. 3). Из приведенных на рис. 3 данных можно сделать вывод о том, что распределение плавающих на поверхности воды водорослей является сильно неоднородным. Сопоставляя распределение FAI с оптическим изображением можно заключить, что наиболее яркие участки на последнем отвечают областям толстых биогенных пленок.

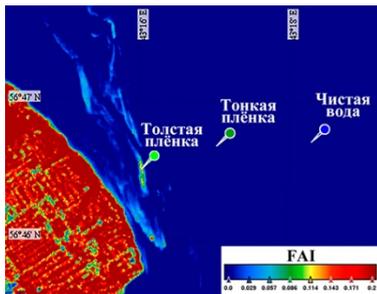


Рис. 3

Интересно сравнить особенности проявления на изображениях пленок фитопланктона и пленок ПАВ, которые часто используются при проведении экспериментов с искусственными пленками ПАВ. В случаях, когда средняя концентрация ПАВ на поверхности воды существенно превышает концентрацию мономолекулярной пленки, образуется перенасыщенная пленка, которая может формироваться в центральных областях разливов ПАВ и проявляться на спутниковых оптических изображениях в виде светлых областей, тогда как периферийная мономолекулярная пленка видна как темная область, что связано с гашением гравитационно-капиллярных волн в плёнке. Пример спутникового MSI-изображения разлива искусственной пленки ПАВ, приведен на рис. 2.

Спектральные контрасты плёнок

Спектральный контраст K биогенных пленок определялся как $K = \frac{R_{\text{плёнка}}}{R_{\text{вода}} + R_{\text{плёнка}}}$, где $R_{\text{вода}}$ – коэффициент отражения для области чистой воды, $R_{\text{плёнка}}$ – коэффициент отражения для областей, покрытых плёнкой. Спектральные контрасты для толстых и тонких биопленок фитопланктона и перенасыщенных и мономолекулярных пленок ПАВ представлены на рис.4. Тонкие биогенные плёнки выбирались в областях, где видно присутствие фитопланктона, однако значения индекса FAI в них около или ниже нуля.

Видно, что в NIR диапазоне контрасты для тонких биогенных плёнок при небольших концентрациях фитопланктона близки по характеру и по величине к перенасыщенным плёнкам ПАВ. При этом в SWIR диапазоне различие между этими типами плёнок существенно, контрасты тонких биогенных плёнок близки по значению к контрастам мономолекулярных плёнок ПАВ.

Как видно из рис. 4, спектральные контрасты толстых биогенных плёнок существенно отличаются от контрастов тонких биогенных плёнок и пленок ПАВ. Интересно отметить, что контраст толстых биогенных плёнок в SWIR диапазоне схож с контрастом толстых нефтяных пленок, в частности, при анализе изображений нефтяного разлива [2]. В дальнейшем планируется провести более детальный анализ контрастов для нефтяных пленок в указанных диапазонах для различных метеоусловий и характеристик разливов.

Заключение

Показано, что контрасты толстых биогенных плёнок в ближнем и коротковолновом инфракрасных диапазонах существенно отличаются от тонких биогенных плёнок и плёнок ПАВ. При этом контрасты толстых биогенных плёнок в коротковолновом инфракрасном диапазоне качественно сходны с нефтяными, а в ближнем инфракрасном диапазоне наблюдается их существенное различие.

Указанные особенности контрастов в мультиспектральных изображениях биогенных пленок могут быть использованы в качестве дополнительной информации, например, при решении задач дистанционной диагностики биогенных пленок, в том числе с использованием микроволновых радиолокаторов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-17-00167).

[1] Hu C. // Remote Sensing of Environment. 2009. Vol. 113, No. 10. P. 2118.

[2] Rajendran S. et al. // Scientific Reports. 2021. Vol. 11, No. 1. P. 1.

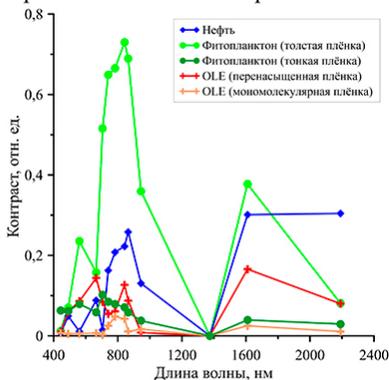


Рис. 4

СПУТНИКОВЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭФФЕКТА ЗАТУХАНИЯ ВЕТРОВЫХ ВОЛН НА ФРАГМЕНТИРОВАННОМ ЛЬДУ

О.А. Даниличева^{1, 2)}, С.А. Ермаков^{1, 2, 3)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Морской лёд в полярных широтах не только служит индикатором изменений климата, но и играет ключевую роль в важных обратных связях в земной климатической системе. Значительное влияние на динамику ледяного покрова и характеристики ветрового волнения оказывают прикромочные зоны (marginal ice zones), в которых происходит переход от областей открытой воды к области сплошного льда и которые включают, в числе прочих “начальных” форм льда, фрагментированный лед. Это влияние проявляется, в частности, в затухании волн и трансформации их спектра при распространении через области фрагментированного льда.

Натурные измерения ‘in situ’, на основе которых можно оценивать влияние льда на характеристики ветровых волн, сопряжены со значительными трудностями, связанными со сложностью размещения и обслуживания измерительных средств как непосредственно на льду, так и в соседних областях открытой воды. Это является основным ограничением для понимания взаимодействия океанических волн с морским льдом и поэтому анализ возможностей решения этой задачи с использованием дистанционных методов, в том числе, спутниковых радиолокаторов с синтезированной апертурой (англ. Synthetic Aperture Radar — SAR, PCA), представляется весьма перспективным.

В данной работе описана методика использования спутниковых радиолокационных изображений Sentinel-1 для оценки затухания длинных гравитационных волн в присутствии фрагментированного ледяного покрова.

Методика оценки затухания длинных волн по радиолокационным изображениям

Как известно, при средних углах падения зондирующих радиоволн (порядка 20° - 70°) обратное рассеяние удовлетворительно описывается как рассеяние на мелкомасштабной брэгговской ряби в рамках двухмасштабной модели. Длинные волны на поверхности океана, масштабы которых больше элемента разрешения PCA, проявляются на радиолокационных (РЛ) изображениях микроволнового диапазона за счет модуляции интенсивности РЛ сигнала.

Вариации принимаемой мощности из-за длинных поверхностных волн традиционно описываются в рамках концепции модуляционной передаточной функции (МПФ согласно которой УЭПР может быть представлена в виде:

$$\sigma_{pp}^0(\mathbf{r}) = \langle \sigma_{pp}^0 \rangle \left[1 + \int m(\mathbf{K}) \frac{U(\mathbf{K})}{C(\mathbf{K})} e^{i\mathbf{K}\mathbf{r}} d\mathbf{K} \right] + o \left[\left(m(\mathbf{K}) \frac{U(\mathbf{K})}{C(\mathbf{K})} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где $\langle \sigma_{pp}^0 \rangle$ – средняя УЭПР, $U(\mathbf{K})$ и $C(\mathbf{K})$ – фурье-компоненты горизонтальной орбитальной и фазовой скоростей длинных волн с волновым вектором \mathbf{K} , $m(\mathbf{K})$ – модуляционная передаточная функция.

Если вариации второго слагаемого в (1) малы по сравнению со средним значением обратного рассеяния, то членами высшего порядка можно пренебречь, и тогда можно полагать, что вариации УЭПР на масштабах длинных волн пропорциональны их амплитуде. Данное предположение оправдано тем, что длинные гравитационные ветровые волны характеризуются довольно малыми наклонами и могут считаться квазилинейными.

Оценка затухания длинных волн по РСА изображению

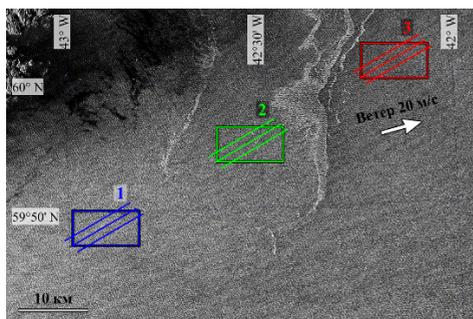


Рис. 1

(участки 1-2 рис. 1) и в присутствии фрагментированного льда (участок 2-3 рис. 1).

Для оценки затухания волн с волновым вектором \mathbf{K} через определение изменения их амплитуды по радиолокационному изображению, необходимо вначале определить направление распространения волн, что можно сделать в результате анализа двумерного спектра радиолокационного изображения морской взволнованной поверхности. Спектр для одной первой области представлен на рис. 2.

Из анализа данных областей и их двумерных спектров было получено, что наблюдаются две системы волн, распространяющихся в северо-восточном направлении под углами около 60° и 70° и имеющих длины волн соответственно 300 м и 100 м. Однако сравнивать данные системы волн некорректно, поскольку они проходят разные участки водной поверхности, поэтому ниже будут рассматриваться только волны с длиной около 300 м.

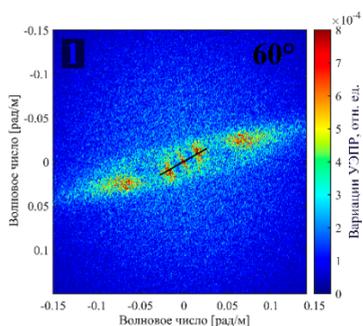


Рис. 2

Направление распространения длинных волн определялось с помощью метода линейной регрессии для максимальных значений двумерного спектра на каждой анализируемой области и обозначено на рис. 2 черной линией. Ошибка определения направления распространения волн $\pm 5^\circ$.

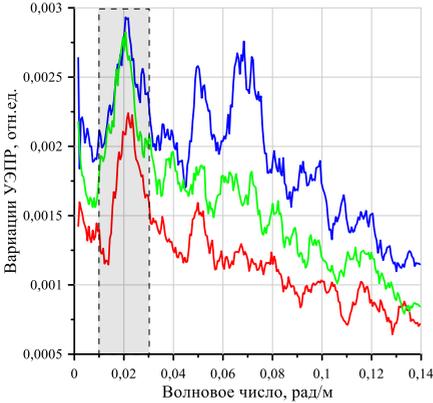


Рис. 3

0,206 · 10⁻⁴ м⁻¹, что на порядок больше, чем на свободном ото льда участке и неплохо согласуется с результатами контактных измерений [1-3].

Исследование выполнено за счёт средств темы госзадания Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (№ 0729-2020-0037).

- [1] Doble M. J. et al. // *Geophysical Research Letters*. 2015. Vol. 42, No. 11. P. 4473.
- [2] Meylan M. H. et al. // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2018. Vol. 123, No. 5. P. 3322.
- [3] Wadhams P. et al. // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1988. Vol. 93, No. C6. P. 6799.

Для оценки затухания волн были получены нормированные на среднее значение спектры флуктуаций УЭПР (рис. 3), которые усреднялись по трём профилям, ориентированным по направлению распространения длинных гравитационных волн (рис. 1, профили обозначены линиями).

Соответственно изменение амплитуды волнения измерялось по изменениям вариаций УЭПР на масштабах анализируемых длинных волн согласно концепции МПФ.

Оценка коэффициента затухания волн по амплитуде на открытой воде приводит к величине порядка 0,032 · 10⁻⁴ м⁻¹, а на фрагментированном льду к величине

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА «ПРИТАПЛИВАНИЯ» ПЛАВУЧЕЙ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Г.Е. Хазанов^{1,2)}, С.А. Ермаков^{1,3)}

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Развитие физических основ дистанционной диагностики областей пластикового загрязнения водоемов приобрело в настоящее время высокую актуальность в связи с ростом антропогенного загрязнения Мирового океана [1]. При этом принципиально важно исследовать динамику пластиковых объектов, находящихся в приповерхностных слоях воды.

Одной из разновидностей пластика, широко встречающегося в бытовой и технической эксплуатации, и, следовательно, в областях загрязнений, являются полиэтиленовые пленки, которые могут отличаться по плотности, упругим свойствам, жесткости и т. д. Все они могут оказывать влияние на распространение волн на поверхности воды, в особенности на распространение капиллярных и гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), а, следовательно, и на анализ сигнала радиолокационного рассеяния.

Описание методики

Для численного моделирования использовался пакет «OpenFOAM». Одно из главных преимуществ данного пакета для научных целей – наличие открытого исходного кода. Для задач взаимодействия жидкости и твердых тел, в том числе с различной степенью упругости, существует набор инструментов «solids4foam» [2]. Данный пакет использует подход разделения вычислительного домена на две области: жидкость и тело, с последовательным вычислением динамики того и другого в отдельности, учитывая взаимодействие между ними. Жидкость описывается как несжимаемая и ньютоновская, и основные уравнения динамики – уравнение непрерывности и уравнение Навье-Стокса. Они имеют следующий вид:

$$\nabla v = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v(\nabla * v) = \nu \Delta v - \frac{1}{\rho} \nabla p + g, \quad (2)$$

где ρ – плотность жидкости, v – вектор скорости, p – давление, g – ускорение свободного падения.

Для твердого тела мы предполагаем конечные деформации, так как отклонения предполагаются слишком большими, чтобы считать их линейными. Уравнение, определяющее динамику тела – закон сохранения импульса.

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla \sigma + \rho g, \quad (3)$$

где ρ – плотность тела, u – вектор деформации, σ – тензор напряжений, g – ускорение свободного падения.

$$\sigma = \frac{1}{J} \left[\frac{K}{2} (J^2 - 1) I + \mu J^{-\frac{2}{3}} \text{dev}[F * F^T] \right] \quad (4)$$

$$F = I + (\nabla_0 u)^T, \quad (5)$$

F – тензор деформации, представляющий собой разницу между исходным и деформированным состоянием материала. I – единичный тензор, μ – коэффициент Пуассона, $J = \det[F]$ – якобиан.

Кинематическое граничное условие – скорость должна быть непрерывной на границе раздела жидкости и твердого тела. Из уравнения сохранения импульса следует динамическое граничное условие, символизирующее равенство сил вдоль нормали к границе раздела. Их можно записать в следующем виде:

$$v_{fluid}^i = v_{solid}^i \quad (6)$$

$$n^i \sigma_{fluid}^i = n^i \sigma_{solid}^i. \quad (7)$$

Таким образом, на каждом временном шаге происходит решение отдельно для жидкости, затем вычисляется сила на границе раздела жидкости и твердого тела, вычисление деформации тела, вычисление скорости на границе раздела и обновление сетки в области жидкости. Затем все то же самое на следующем шаге по времени. В работе представлены результаты численного моделирования распространения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ), в присутствии плавучей полиэтиленовой пленки как на поверхности, так и в приповерхностном слое воды.



Рис. 1

На рис. 1 представлена геометрическая схема численного эксперимента. Длина вычислительного домена 2 м, длина волны 40 см, длина имитатора 1.2 м, толщина 0.5 мм. Плотность имитатора составляла 900 кг/м³, постоянная Пуассона была выбрана равной 0,3.

Численное моделирование

Проведена серия симуляций динамики пленки, находящейся под водой при различных условиях внешнего воздействия в виде поверхностных волн и потока воздуха.

В ходе симуляций варьировалась глубина погружения пленки, скорость потока и частота волны. Вначале, был рассмотрен простой случай, когда отсутствует поток и отсутствуют волны на поверхности воды, а пленка размещена на некоторой глубине в толще воды. В таком случае естественно ожидать, что пленка, плотность которой чуть меньше плотности воды, будет медленно всплывать.

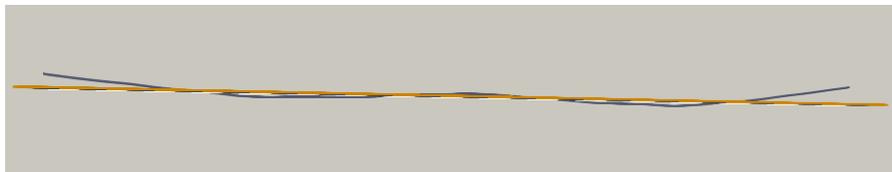


Рис. 2

На рис. 2 приведен скриншот симуляции, на котором изображена пленка в начальный момент времени (оранжевая кривая) и в момент времени $t = 4.3$ с (черная кривая). Можно видеть, что пленка спустя некоторое время принимает форму буквы *w* (черная кривая). К этому моменту времени края загibaются вверх, центр медленно движется вверх, а промежуточные точки между центром и левым краем слегка погружаются вниз. Далее была проведена серия симуляций с волной на поверхности воды, а также с потоком воздуха, направленным вдоль распространения волны.

На рис. 3 приведен скриншот симуляции, на котором изображена пленка в начальный момент времени (оранжевая кривая) и в момент времени $t = 6T$ (T – период волны) (черная кривая). Левый край пленки, расположенный изначально на некоторой глубине, совершает вертикальные колебания с частотой волны и медленно притапливается вглубь. При этом скорость воздушного потока составляет 40 процентов от фазовой скорости волны.

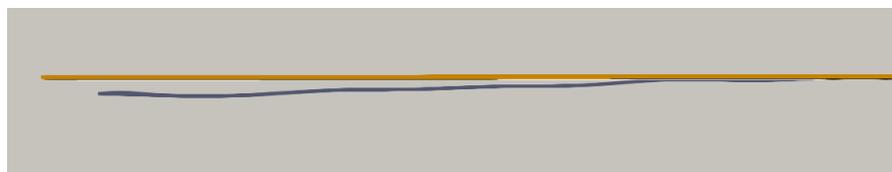


Рис. 3

Видно, что спустя время равное 6 периодам волны левый край затопился, и это затопление начало распространяться вдоль пленки, таким образом, через некоторое время вся пленка опустится целиком.

Важность параметра скорости воздушного потока можно видеть на рис. 4, где представлены зависимости безразмерной вертикальной координаты левого края пленки от времени при различных скоростях потока. Остальные же параметры остаются неизменными, во всех случаях пленка изначально находится на одной и той же глубине.

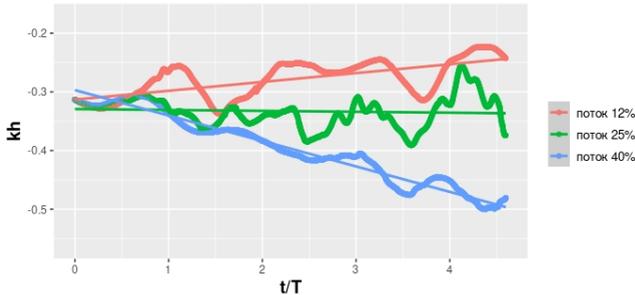


Рис. 4

Видно, что при уменьшении скорости потока до 12 % от фазовой скорости волны, пленка не просто не затопливается, но и медленно всплывает. При этом, при данных параметрах, существует некоторая скорость потока при которой пленка находится в некотором равновесном состоянии, в котором она может находиться на одной и той же глубине достаточно длительное время. В данном случае в ходе симуляций был реализован такой случай при скорости потока 25% (зеленая кривая на рис. 4). Главной гипотезой существования такого равновесного состояния на данный момент является некоторая усредненная сила, действующая на тело в быстро осциллирующем (по сравнению со скоростью всплытия) поле волны в противовес выталкивающей силе Архимеда.

Выводы

Выполнено численное моделирование взаимодействия имитатора полиэтиленовой пленки и волнового потока на поверхности воды.

Показано, что пленка начинает притапливаться со стороны края, на который набегают волна и в дальнейшем это притапливание распространяется по всей длине пленки.

Показано, что при установившемся режиме поверхностных волн и стационарном потоке, существует некоторая «равновесная» глубина, на которой пленка находится в состоянии некоторого динамического равновесия. Эта глубина определяется скоростью потока и крутизной волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 23-17-00167.

- [1] Chubarenko I. et al. // Marine Pollution Bulletin. 2020. Vol. 156. P. 111198.
- [2] Tukovic Z., Karac A., Cardiff P., Jasak H., Ivankovich A. // Transactions of FAMENA. 2018. No. 3. Vol. 5.

МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОЦЕНКИ ЭФФЕКТИВНОСТИ КВАЗИОПТИМАЛЬНЫХ МЕТОДОВ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКИ ЧАСТИЧНО-КОГЕРЕНТНЫХ МНОГОМОДОВЫХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ С ПОМОЩЬЮ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

А.В. Смирнов

ИПФ РАН

Введение

Известно, что при распространении акустических сигналов в подводном звуковом канале (ПЗК) характерным эффектом является ослабление их пространственной когерентности, обусловленное многократным рассеянием звука на случайных неоднородностях водной толщи и(или) на случайной границе. При использовании протяженной антенной решетки (АР) масштаб когерентности сигналов может быть сопоставим и даже меньше ее размера, что отвечает сценарию приема частично-когерентных сигналов[1]. Методы обработки, использующие информацию относительно когерентных свойств сигналов на входе АР, способны обеспечить рост коэффициента усиления АР с увеличением ее размеров даже в такой ситуации, хотя и замедленный в сравнении с тем сценарием, когда принимаемые сигналы являются полностью когерентными. Присутствие в канале интенсивных источников помех ослабляет коэффициент усиления, что накладывает дополнительное усложнение алгоритмов обработки для их подавления. На примере работы АР в канале мелкого моря проведено количественное сравнение методов пространственной обработки частично-когерентных сигналов на фоне шума с подавлением (и без) многомодовых помех с целью определения квазиоптимальных методов в разных сигнально-помеховых сценариях приема.

Постановка задачи

Следуя работе [2] и приведенным в ней ссылкам на более ранние публикации, мы рассматриваем методы пространственной обработки сигналов в терминах линейной и квадратичной обработки. Такая классификация представляется нам наиболее подходящей в контексте обсуждаемых задач, поскольку оптимизация обработки частично-когерентного полезного сигнала (вне зависимости от когерентных свойств помех и фонового шума) достигается в классе квадратичных методов, в то время как при полной когерентности сигнала «достаточной» является линейная обработка. Выходной эффект обработки характеризуется нами теми же величинами, но теперь с учетом возможного присутствия на входе АР интенсивной помехи — отношением сигнал/(шум + помеха) (ОСШП), и отвечающим ему коэффициентом усиления (выигрышем G) АР как отношением выходного ОСШП к входному ОСШП (среднему его значению по элементам АР). Поскольку выигрыш АР явно зависит от метода пространственной обработки сигналов, то он является одной из тех основных характеристик, которые могут быть положены в основу сравнительного анализа методов обработки по их эффективности. Здесь рассмотрены те же методы обработки, что и в работе [2]: 1 – линейный метод фазированной АР (ФАР); 2,3 – оптимальные линейный и квадратичные методы; 4,5 – квадратичные метод подрешеток и метод парциальных диаграмм направленности (ПДН). Для последнего метода накопление ПДН выбрано в сторону к нулевому углу от угла на

источник сигнала (в отличие от работы [2]), т.к. достигаемый выигрыш становится больше из-за эффекта «волноводного затягивания». Весовые вектора для методов 1, 4 и 5 примут вид (1)-(3) соответственно:

$$w_n = s_n^*(\theta_0) = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_0], n = 1, \dots, N \quad (1)$$

$$w_{nk} = (s_n^*(\theta_0))_k = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_0], n = 1, \dots, N_{SA}, \quad k = 1, \dots, K = N/N_{SA} \quad (2)$$

$$w_{nk} = s_n^*(\theta_k) = \exp[-ik_0 d(n-1) \sin \theta_k], n = 1, \dots, N, k = 1, \dots, K, \quad (3)$$

где \mathbf{s} – вектор-фазор плоской волны; k – волновое число, отвечающее минимальной скорости звука в ПЗК; d – межэлементное расстояние на АР; θ_0 и θ_k – угол фазировки для метода ФАР и угол фазировки для k -ой ПДН; N и N_{SA} – число элементов на апертуре и подрешетке; K – число каналов обработки (количество подрешеток или число ПД); "*" – операция комплексного сопряжения.

В случае присутствия многомодовой помехи для методов 1, 4 и 5 предложен известный алгоритм подавления сигналов от когерентных источников помех – формирование нулей ДН в выбранных углах [3]. Тогда весовые вектора (4)-(6) для таких методов с подавлением (6, 7 и 8 соответственно) примут вид:

$$\mathbf{w} = \mathbf{s}^*(\theta_0) - \sum_{j=1}^J D_0(\theta_j) \mathbf{s}^*(\theta_j) \quad (4)$$

$$\mathbf{w}_{SA} = \mathbf{s}_{SA}^*(\theta_0) - \sum_{j=1}^J D_0(\theta_j) \mathbf{s}_{SA}^*(\theta_j) \quad (5)$$

$$\mathbf{w}_k = \mathbf{s}^*(\theta_k) - \sum_{j=1}^J D_k(\theta_j) \mathbf{s}^*(\theta_j), k = 1, \dots, K, \quad (6)$$

где J – число подавляемых помех; θ_j – направление на j -ую подавляемую помеху; $D_0(\theta_j)$ – диаграммный множитель, равный значению ДН подрешетки, фазированной в направлении θ_0 , но в помеховом направлении θ_j ; $D_k(\theta_j)$ – аналогичный ему диаграммный множитель, но для ПДН. В методах 6-8 углы, в которых происходит подавление помехи, определяются в секторе по уровню 1/3 от максимума отклика на многомодовую помеху с постоянным дискретом по углу от этого максимума в обе стороны в пределах сектора. Так, с учетом дискретного и широкого спектра интенсивной многомодовой помехи появляются дополнительные параметры адаптивной настройки обоих квазиоптимальных методов — число помеховых направлений и полная ширина сектора углов.

Результаты и обсуждение

Расчеты приведены для горизонтальной эквидистантной линейной АР с числом элементов $N = 256$ с расстоянием между ними $d = \lambda/2$, где $\lambda = 6.1$ м – длина волны при рабочей частоте $f = 240$ Гц, размещенной в придонном ПЗК (Баренцево море в

летний сезон с промеренным профилем скорости звука [4] до дна $H \approx 160$ м). Число мод дискретного спектра $M = 28$. Расчеты матриц когерентности сигналов выполнены в предположении отсутствия межмодовых корреляций (что эквивалентно усреднению по интерференционной структуре вдоль трассы распространения) [1]. Модовый спектр интенсивности сигнала (помехи) на входе АР $\langle |a_m|^2 \rangle$ задаются в виде гауссовой кривой с максимумом на определенной моде, номер которой $m_0 = 10, 20$, ширина спектра по характерному спадаанию кривой задана величиной $\Delta_m = 10$. Эти параметры отвечают размещению источников на придонном и подповерхностном горизонте. При этом «гладкость» спектра – локализация в группе мод обусловлена условиями эволюции модового спектра поля по дистанции. ОСШ = 10 дБ, ОСП = -20 дБ.

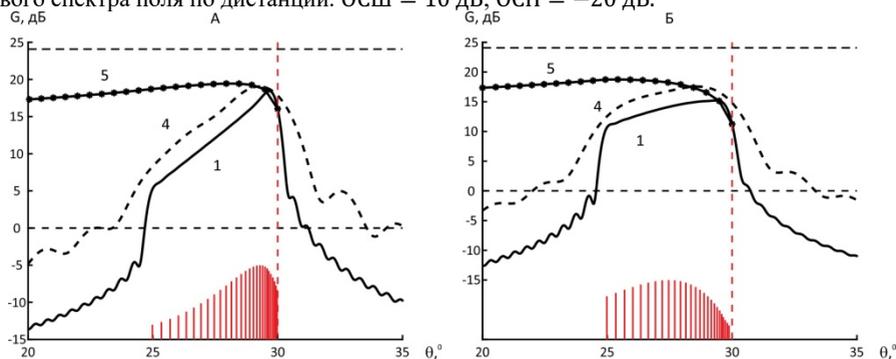


Рис. 1

Зависимости выигрышей для методов 1, 4 и 5 на рис. 1 демонстрируют ослабление коэффициента усиления АР в сравнении с предельным уровнем $G = N = 24.1$, что обусловлено частичной когерентностью многомодового сигнала [1,2]. Однако в сравнении с линейными методами показан рост величины дополнительного усиления квадратичных методов обработки пропорциональный уменьшению относительного масштаба когерентности сигнала.

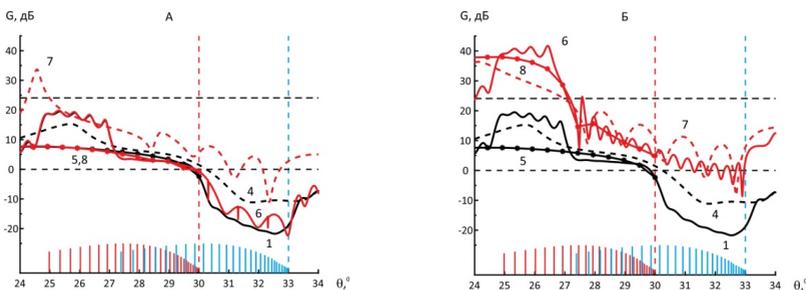


Рис. 2

На рис. 2 приведены зависимости выигрыша в случае, когда спектр сигнала (красный, как на рис. 1б) и помехи (синий) высококомодовые. Графики построены для двух значений шага по углу при выборе помеховых направлений: 1° – рис. 2а и 0.125° – рис.

26. При данном угловом положении источников это приводит к более сильному перекрытию спектров сигнала и помехи, и эффект от используемой нами процедуры подавления помехи становится значительным. Оптимальные методы обработки 2 и 3 (43 дБ и 45 дБ) практически не отличаются от случая с более узким спектром помехи (когда слабое перекрытие спектров сигнала и помехи), но выигрыш АР для других методов варьирует в значительных пределах в зависимости от адаптивной настройки процедуры подавления помехи. Так эффективный модовый спектр помехи изменился в сторону уширения, аналогично уширился угловой отклик ФАР на помеху, и, увеличилось число помеховых направлений до 5 и 45 для рис. 2а и рис. 2б соответственно. Из сравнения зависимостей видно, что путем выбора подходящего шага помеховых направлений, достигается высокая эффективность подавления многомодовой помехи как для линейного метода, так и для квадратичных методов. Максимальные значения выигрыша АР для них составляют теперь ~ 40 дБ (рис. 2б), хотя приращение выигрыша при этом сильно различное (методы: 6 ~ 20 дБ, 7 ~ 3 дБ, 8 ~ 30 дБ). Сильное отличие в меньшую сторону для метода подрешеток объясняется сокращением размера подрешеток в 4 раза и, соответственно, таким же уменьшением угловой разрешающей способности. Так, «редкое» заполнение сектора углов подавления помехи (рис. 2а) оказывается достаточным для значительной величины помехового выигрыша при использовании метода подрешеток, но дальнейшее «уплотнение» помеховых направлений уже не приводит к заметному эффекту.

На рис. 2б показано, что наибольшая близость выигрыша АР к оптимальным значениям может демонстрировать метод ФАР с подавлением помехи. Т. е. в случае приема относительно слабо-когерентного сигнала на фоне интенсивной помехи, именно помеховый выигрыш может оказаться доминирующим фактором повышения эффективности обработки, и тогда квазиоптимальная обработка реализуется в классе относительно простых линейных методов. Однако важным условием является корректная настройка адаптивной процедуры подавления многомодовой помехи.

Таким образом, продемонстрированные методы обладают ресурсом оптимизации в зависимости от сценария приема сигнала и параметров настройки квазиоптимального метода пространственной обработки. К последним относятся: угол фазировки для метода 1,6; размер подрешетки и угол фазировки – методы 4,7; выбор направления для первой ПДН, число формируемых ПДН и их вес, угол фазировки каждой ПДН (шаг между ПДН) – методы 5,8. На эффективность обработки также сильно влияет число подавляемых помех («плотность» заполнения их в секторе), величина углового сектора, в котором осуществляется это подавление при приеме многомодовой помехи.

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

- [1] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 1. С. 46.
- [2] Малеханов А.И., Смирнов А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2023. Т. 65, № 12. С. 1094.
- [3] Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. – М.: Радио и связь, 1981. 416 с.
- [4] Сазонтов А.Г., Смирнов И.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2022. Т. 65, № 7. С. 563.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СЛУЧАЙНЫХ ВАРИАЦИЙ СТРУКТУРЫ НЕОДНОРОДНОГО ОКЕАНИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА НА СТРУКТУРУ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ВОЗБУЖДЕННОГО РЕШЕТКОЙ УЗКОПОЛОСНЫХ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

А.А. Лисин, А.И. Хилько

ИПФ РАН

Разработка акустических систем подводного наблюдения требует учета влияющих на эффективность их работы факторов: геофизические параметры среды распространения звука, статистика изменений гидросферы и атмосферы, и свойства предполагаемых наблюдаемых объектов. Учет указанных факторов позволяет выбрать оптимальные параметры системы [1-3].

Однако параметры среды не являются статичными, и время изменения в силу течений, ветровых волнений, изменения среднесуточной температуры, перемешивания соленых вод с пресными течениями и другие причины делают условия распространения заметно варьируемыми в течение суток.

Качество фокусировки антенн в заданную область канала исследовалось с использованием разработанной имитационной модели функционирования томографической приемно-излучающей системы в рефракционном канале мелкого моря на базе вертикальной антенной решетки, состоящей из 6 излучателей, расположенных на глубинах от 80 до 82.5 м с шагом 0.5 м. Частота сигнала фиксированная, 1500 Гц. Профиль дна имитирует характерную для шельфа морского дна поверхность с тангенсальной зависимостью перепада глубины.

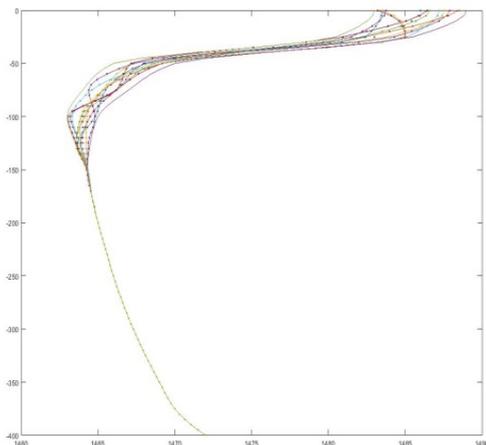


Рис. 1

поля $A(r, z, v)$ в заданной точке $R = (rR, zR)(r, z) = |A(r, z, v)| = |\langle \alpha R, v \rangle| \rightarrow$

Для расчета параметров управления фокусировкой АР использовался опорный профиль скорости звука, характерный для Баренцева моря, а для учета среднесуточных отклонений этот профиль случайным образом варьируется в рамках, представленных на рисунке 1.

Задачу управления полем решетки, считая вектор v управляющим, рассмотрим как максимизацию модуля амплитуды формируемого

$\max (v \in U)$, где U — множество допустимых значений управляющего вектора. На рисунке 2 приведены параметры постановки антенны (красная полоса на 0 удалении. Точка фокусировки (красный крест) расположена на расстоянии 3.75 км и на глубине 109 м. Черным диапазоном по красному кресту обозначен диапазон отклонений реальных максимумов при разных вариациях профиля скорости звука.

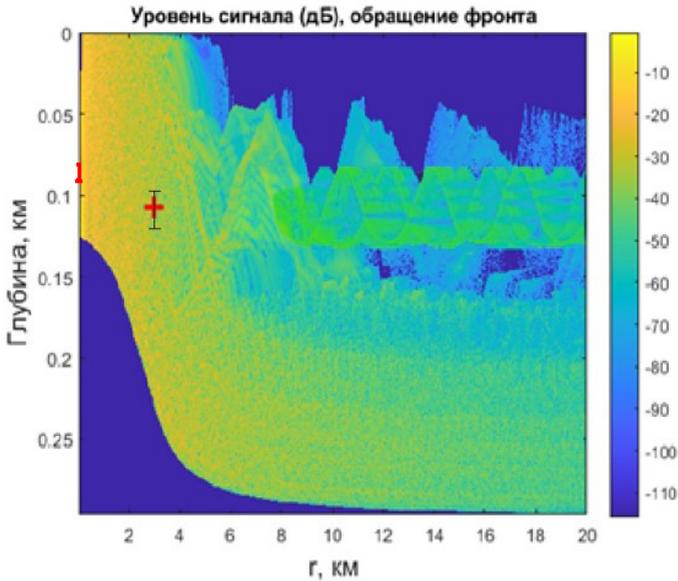
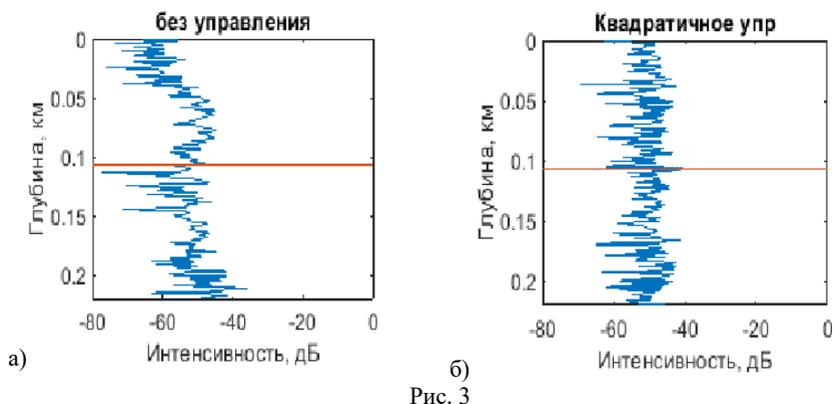


Рис. 2

Особенности расположения антенной системы относительно подводного звукового канала приводят к тому, что значительная часть энергии распределена в придонной области, однако даже при таких неоптимальных условиях заметная часть заходит в подводный звуковой канал, ось которого характеризуется глубиной с минимальным значением скорости звука.

Под фокусировкой в таком случае понимается возбуждение гидроакустического поля в точке таким образом, чтобы интенсивность поля в нем была максимальной. Положение точки следует выбрать таким образом, чтобы направить в подводный звуковой канал наибольшее количество энергии.

На рисунке 3 представлены срезы по глубине для двух способов управления фазовым распределением на излучателях антенны: без специального управления, т. е. синфазно (а) и квадратичным набегом фазы (б). Красной линией обозначена глубина, на которой расположена точка фокусировки.



При заданных условиях геометрии и постановки антенной решетки сама по себе фокусировка по эффективности сопоставима с линейным поворотом волнового фронта. Строго, положение максимума интенсивности варьируется в рамках 21 м по глубине (при размерах антенны 2.5 м).

Однако даже при таких условиях управление полем справляется с тем, чтобы направить энергию антенны в волновод. В рамках 100 реализаций различных гидрологических отклонение пиковой интенсивности на фиксированных дистанциях не превысило 10%.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда по гранту № 20-19-00383.

- [1] Пешехонов В.Г., Машошин А.И., Шафранюк А.В. [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. 2016. Т. 80, № 10. С. 1369 – DOI 10.7868/S0367676516100173.
- [2] Смирнов И.П., Гурбатов С.Н., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 369.
- [3] Смирнов И.П., Хилько А.И., Хилько А.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 2. С. 134.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАКЦИИ ИНТЕНСИВНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ НА ПОЛУЭКРАНЕ

В.К. Бахтин^{1,2)}, С.Н. Гурбатов¹⁾, М.С. Дерябин^{1,2)}, Д.А. Касьянов²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Многие приложения мощного ультразвука находят свое применение в методах ультразвуковой диагностики и неразрушающего контроля, которые активно развиваются в настоящее время. Особую ценность представляют случаи так называемых пространственных фильтров, пространственных неоднородностей, которые позволяют получить определенные преобразования в спектре падающего и/или проходящего сигнала. При этом, из-за взаимного проявления дифракции и нелинейности, возможны различные нетривиальные эффекты. В частности, авторами рассмотрены случаи взаимодействия интенсивного акустического пучка с такими пространственными фильтрами, как узкое (сравнимого с длиной волны) отверстие в экране [1] и ступенчатое препятствия [2]. Существуют и теоретические исследования, из которых можно выделить работы по дифракции и отражению ударных волн на клине [3], исследование отражения воздушных ударных волн от специальных защитных препятствий [4], и некоторые другие.

Данная работа посвящена исследованию особенностей взаимодействия интенсивных акустических пучков с полуэкраном, т. е. препятствием, разделяющим падающий пучок на две равные части по одной из координат, и пропускающим дальше лишь одну из этих частей. Ключевой особенностью работы является применение специализированного экспериментального оборудования, такого как: высокоточная система позиционирования Precision Acoustic (точность позиционирования ≤ 6 мкм), мембранный PVdF гидрофон Precision Acoustic (равномерная полоса рабочих частот до 200 МГц), плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics (максимальное давление на апертуре ≥ 1 МПа).

Методика эксперимента

Эксперимент проводится в кювете, имеющей форму куба, заполненной очищенной дегазированной водой. Линейные размеры кюветы $1 \times 1 \times 1$ м. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис 1.

Для формирования ультразвукового пучка применяется плоский пьезокерамический преобразователь Olympus Panametrics 5052UA#3 (3). Для регистрации формы ультразвукового пучка используется мембранный гидрофон с чувствительным элементом в виде PVdF пленки толщиной 9 мкм (7), имеющий равномерную полосу рабочих частот до 200 МГц. Для согласования гидрофона с осциллографом Tektronix DPO 4102B (9) применяется предусилитель-согласователь Precision Acoustic DH01 (8). Сигнал накачки формируется генератором Tektronix AFG 3102 (1) и усиливается усилителем мощности Amplifier Research Model 500A100A (2). Частота сигнала накачки 2 МГц (соответствующая длина волны в воде $\lambda = 0.74$ мм), амплитуда 25, 50, 80, 100 или 200 В,

длительность 2,5 мкс, период следования 50 мс. Для контроля амплитуды напряжения накачки сигнал с выхода

усилителя через пробник с ослаблением 1 к 10 (4) подается на осциллограф Tektronix TDS 3014B (5). Персональный компьютер (10) необходим для управления системой позиционирования и сбора данных.

Препятствие (6) представляет собой экран из пластика с неоднородной внутренней структурой. Экран сужается в вертикальном направлении (в направлении оси y), характерная толщина в самом узком месте – около 1 мм. Размер экрана в плоскости оси x много больше характерной ширины акустического пучка. Экран установлен на расстоянии $L_1 = 45$ см от излучателя, т.е. за координатой последнего дифракционного максимума, которая в данной экспериментальной ситуации составляет примерно 25 см. В настоящем эксперименте исследуется трансформация ультразвукового пучка при прохождении через препятствие, разделяющего его на две равные части (по вертикальной оси y) и пропускающего только одну из них. Пьезокерамический преобразователь закреплен на высокоточном позиционере, который позволяет поворачивать его в горизонтальной плоскости, и помещается вблизи одной из стенок юкветы. Мембранный гидрофон закрепляется на трехкоординатном позиционере, имеющем ошибку позиционирования не более 6 мкм. Основные измерения проводятся в области за препятствием, размер которой определяется конструкцией системы позиционирования и составляет по оси z величину $L_2 = 31$ см. Перед началом эксперимента производится специальная процедура центрирования системы вдоль акустической оси.

В ходе эксперимента измеряются поперечные распределения акустического поля по координате y для следующих значений продольной координаты z : 0, 4, 12 и 31 см.

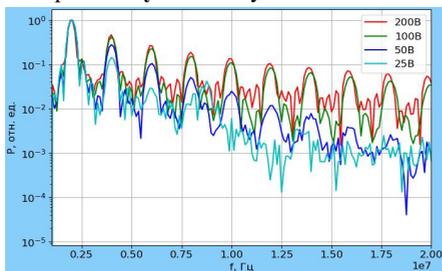


Рис. 2

сформированного пилообразного фронта, а для напряжения в 25 В падающая волна является квазилинейной.

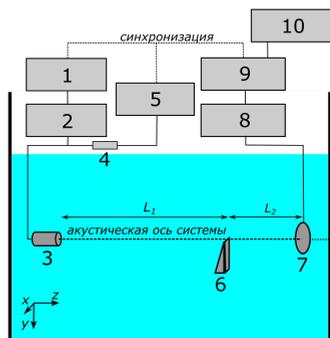


Рис. 1

Где $z = 0$ соответствует месту установки препятствия, данное измерение проводится без установленного препятствия. Измерения проводятся для разных значений напряжения накачки. Частотные спектры падающего сигнала на координате $z = 0$ приведены на рис. 2. Цветом обозначены различные значения напряжения накачки. Для напряжений накачки в 200 и 100 В волна находится на стадии полностью

Эффект сдвига дифракционного максимума по поперечной координате

Первой из особенностей протекания дифракционных эффектов, полученной в ходе эксперимента, является эффект сдвига дифракционного максимума дальше от акустической оси системы при увеличении напряжения накачки на излучатель (и, как следствие, амплитуды акустического давления в пучке).

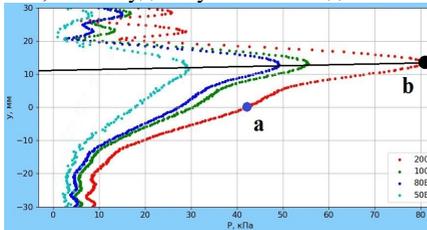


Рис. 3

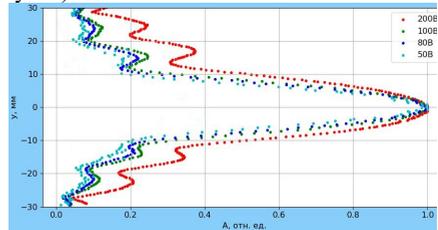


Рис. 4

На рисунке 3 показано распределение амплитуды первой гармоники акустического сигнала по поперечной координате y на расстоянии 310 мм от препятствия, при этом, диапазон поперечных координат $-30 \dots 0$ мм, как было отмечено ранее, закрыт препятствием. Цветом обозначены различные значения напряжения накачки. Сплошная черная линия соединяет дифракционные максимумы для различных значений напряжения накачки. Для напряжения в 50 В координата дифракционного максимума $y_{50} = 11$ мм, при увеличении напряжения накачки она линейно возрастает до $y_{200} = 14$ мм для напряжения накачки 200 В. Данный эффект объясняется разной эффективной шириной падающего на препятствие пучка. Рисунок 4 показывает, что пучок тем шире, чем больше напряжение накачки на излучателе. Данный эффект продемонстрирован для простоты на примере первой гармоники, но имеет место для всех гармоник.

Эффект «расщепления» дифракционного максимума по поперечной координате

Еще одной особенностью взаимодействия интенсивных акустических пучков с препятствиями в виде полукрана является «расщепление» главного дифракционного максимума. Рассмотрим этот эффект на примере второй гармоники. Распределение амплитуды второй гармоники по поперечной координате y на расстоянии 310 мм от препятствия продемонстрировано на рисунке 5. Как видно из графика, характер проявления эффекта зависит от амплитуды напряжения накачки, т.е. эффект является амплитудно-зависимым. В частности, для малой амплитуды напряжения накачки (25 В), когда на препятствие падает квазилинейная волна, эффект не проявляется: единственный дифракционный максимум расположен на координате $y = 7$ мм. Для среднего значения амплитуды напряжения накачки (80 В), когда на препятствие падает нелинейная волна, но ее фронт не является полностью сформировавшимся пилообразным, возникает два выраженных дифракционных максимума, на координатах $y \sim 7$ мм и $y \sim 13$ мм. Для случая сильнонелинейной волны со сформированным пилообразным фронтом (амплитуда напряжения накачки 200 В) наблюдается один дифракционный

максимум на координате $y \sim 13$ мм и точка перегиба на месте, где должен быть

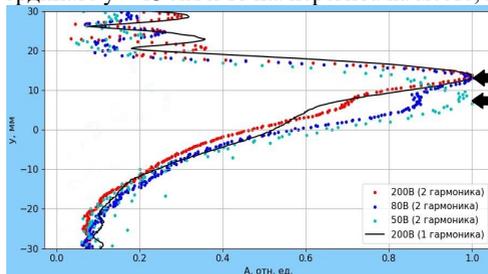


Рис. 5

второй максимум ($y \sim 7$ мм). Данный эффект объясняется совместным проявлением дифракционных и нелинейных эффектов. Первая гармоника излученного сигнала, по мере следования от излучателя к препятствию вследствие нелинейности среды порождает вторую и более высокие гармоники. После взаимодействия с препятствием, первая, вторая и прочие гармоники отклоняются от акустической оси системы на разные углы (чем выше частота, тем меньше отклонение). После взаимодействия, отклонившаяся вторая гармоника формирует первый дифракционный максимум ($y \sim 7$ мм). По мере следования от препятствия к гидрофону, если энергия первой гармоники оказывается достаточной для дальнейшего протекания нелинейных процессов, она снова генерирует вторую и высшие гармоники, которые распространяются под тем же углом, что и первая. Приходя в плоскость наблюдения, они формируют второй максимум ($y \sim 13$ мм). Сплошной черной линией на рисунке 5 построено распределение амплитуды первой гармоники сигнала. График подтверждает описанное выше предположение: второй дифракционный максимум второй гармоники полностью определяется максимумом первой гармоники.

Заключение

В настоящей работе при помощи высокоточного экспериментального оборудования удалось обнаружить такие особенности взаимодействия интенсивного нелинейного акустического пучка с полужэраном как: отклонение дифракционного максимума в поперечном распределении и образование второго дифракционного максимума в поперечном распределении для гармоник с номером 2 и выше.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

- [1] Гурбатов С.Н., Вьюгин П.Н., Касьянов Д.А., Курин В.В., Дерябин М.С., Тюрина А.В., Бахтин В.К. // Акустический журнал. 2021. Т. 67, № 3. С. 235.
- [2] Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. // Акустический журнал. 2023. Т. 69, № 3. С. 237.
- [3] Булат П.В., Волков К.Н. // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2016. Т. 16, № 2. С. 354.
- [4] Карзова М.М., Юлдашев П.В., Хохлова В.А., Оливье С., Блан-Бенон Ф. // Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79, № 10. С. 1452.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЗАТЕНЕНИЯ

И.Ю. Грязнова, Е.А. Иванова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Исследование эффектов обратного рассеяния акустических волн в океане на дискретных неоднородностях является важным для разработки методов разведки донных месторождений железомарганцевых конкреций (ЖМК), которые представляют собой важный источник минерального сырья. Акустические методы обнаружения ЖМК позволяют оценить их концентрацию на основе изучения статистических характеристик рассеянного акустического сигнала.

Наклонное зондирование является наиболее распространенным методом исследования донной поверхности, позволяющим получить ценные данные о структуре и распределении объектов на поверхности. Однако при проведении наклонного зондирования дискретных неоднородностей для оценки средней интенсивности обратного рассеяния имеет значение учет явления затенения неоднородностей друг другом [1].

Физическое моделирование процессов рассеяния акустических волн на дискретных донных вкраплениях помогает более детально понять эти эффекты [2-3].

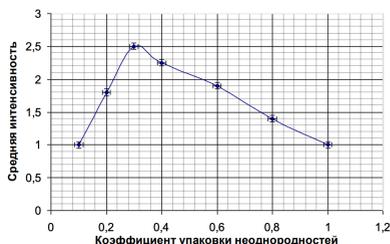


Рис. 1

Лабораторные эксперименты показали интересную тенденцию: увеличение числа неоднородностей сначала приводило к росту интенсивности обратного рассеяния, однако при достижении определенного уровня количество неоднородностей начинало "затенять" друг друга, что приводило к уменьшению интенсивности (рис. 1). Эффект затенения наблюдается при близком расположении рассеивателей (при больших коэффициентах упаковки частиц), когда они как бы закрывают друг друга, что влияет на интенсивность обратного рассеяния. Из проведенных экспериментов было выявлено, что наибольший угол скольжения, при котором наблюдается эффект затенения, равен $26,5^\circ$.

В рамках данного исследования было проведено численное моделирование процесса обратного рассеяния акустических сигналов на случайных дискретных неоднородностях на языке программирования Python. Создав трехмерную поверхность с неоднородностями в виде случайно распределенных сфер (рис. 2), было показано, как количество и размер неоднородностей влияют на отраженный сигнал. Проведенный анализ показал, что увеличение количества неоднородностей, попадающих в диаграмму направленности при уменьшении угла скольжения, приводит к увеличению области поверхности, на которую падает сигнал. Это в свою очередь увеличивает количество неоднородностей, влияющих на отраженный сигнал. Было установлено, что максимальный угол скольжения сигнала, при котором проявляется эффект затенения, составляет $32,5$ градусов.

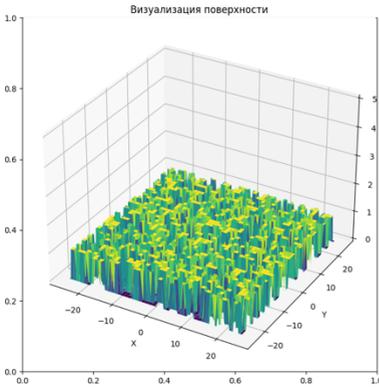


Рис. 2

эффектов затенения при больших концентрациях (коэффициентах упаковки) рассеивающих частиц и малых углах скольжения зондирующих сигналов.

В ходе численного эксперимента была получена зависимость отраженной интенсивности от количества неоднородностей на поверхности при различных углах скольжения (рис. 3 и рис. 4). При уменьшении угла скольжения наблюдается увеличение области тени, что приводит к формированию эффекта затенения при меньшем числе неоднородностей. Подобные зависимости также были получены при варьировании других значений размеров неоднородностей.

Таким образом, численное моделирование подтвердило влияние концентрации и размеров неоднородностей на отраженный сигнал и возникновение эф-

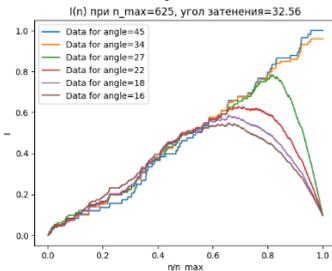


Рис. 3

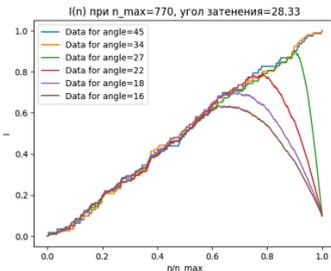


Рис. 4

- [1] Beckmann P. «Shadowing of Random Rough Surfaces» // IEE Transactions on Antennas and Propagation. 1965. Vol. 13, No. 3. P. 384.
- [2] Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю. О влиянии эффектов многократного рассеяния на статистические характеристики акустических сигналов в задачах диагностики дискретных случайных неоднородностей // Акустический журнал. 1997. Т. 43, № 4. С. 555.
- [3] Грязнова И.Ю., Харчев В.А. О влиянии эффектов затенения на интенсивность обратного рассеяния акустических сигналов // Труды (одиннадцатой) Научной конференции по радиофизике, посвященной 105-й годовщине со дня рождения М.Т. Греховой. 7 мая 2007 г. / Ред. А.В.Кудрин, А.В.Якимов. – Нижний Новгород: Изд. ННГУ, 2007. С. 202.

СРАВНЕНИЕ ЧИСЛЕННЫХ И АНАЛИТИЧЕСКИХ ВЫЧИСЛЕНИЙ СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ НА СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

И.Ю. Грязнова, П.А. Ларичев, А.О. Хрущалев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Практическая заинтересованность в исследовании явлений, возникающих при обратном рассеянии акустических волн на дискретных неоднородностях, прежде всего связана с необходимостью разработки и совершенствования эффективных методов дистанционной разведки месторождений железомарганцевых конкреций на дне океана [1]. В большинстве прикладных задач акустики особый интерес представляет средняя интенсивность отраженной волны, что в свою очередь связано с тем фактом, что именно её измерения наиболее просты и несут информацию о характеристиках исследуемых объектов. Проведенные на кафедре акустики ННГУ исследования показали возможность определения средней концентрации дискретных случайных неоднородностей по измерениям средней интенсивности обратно рассеянного акустического сигнала [2].

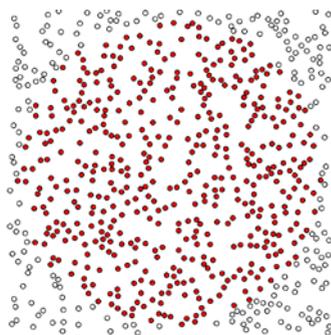


Рис. 1

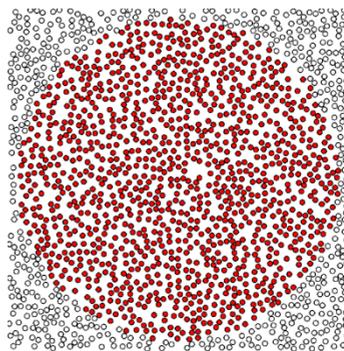


Рис. 2

Для аналитического анализа поведения средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных донных неоднородностях в зависимости от средней поверхностной концентрации частиц используется, как правило, теория однократного рассеяния, которая предсказывает линейный рост некогерентной компоненты средней интенсивности рассеянного поля и квадратичный рост когерентной компоненты при увеличении концентрации рассеивателей. В случае нормального зондирования плоской слабо отражающей звук донной поверхности, содержащей дискретные вкрапления, преобладает когерентная составляющая средней интенсивности обратного рассеяния. Вместе с тем, дорогостоящая экспериментальная проверка теоретических моделей может быть заменена проведением численного моделирования.

В целях оптимизации и структуризации численного моделирования был создан программный комплекс, который включает в себя ядро математических вычислений для расчета интенсивности обратного рассеяния, а также графическую оболочку,

наглядно демонстрирующую имитацию среды, и набор инструментов и возможностей, определяющих необходимые операции и настройку параметров окружения. Программа была написана на языке программирования C++. Выбор обусловлен наличием фреймворков, упрощающих и ускоряющих написание графической части приложения. Был создан интерфейс, позволяющий изменять параметры задачи – размер неоднородностей, концентрацию частиц, глубину их залегания, частоту зондирования и апертуру преобразователя. Сгенерированное распределение неоднородностей по плоскости дна при разных концентрациях показано на рис. 1, 2, цветом отмечена озвученная область. При этом в программе исключается возможность наложения сфер друг на друга. При этом статистику распределения также можно варьировать.

Для обработки результатов численного моделирования все произведенные расчеты усредняются по количеству произведенных реализаций и выводятся в отдельные файлы, которые представлены с помощью отдельного скрипта на языке Python.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости средней интенсивности обратного рассеяния (в относительных единицах) при различном количестве реализаций, по которым ведется усреднение (для одной и 1000 реализаций соответственно). Были также рассчитаны среднеквадратичные отклонения при последовательном увеличении количества реализаций. Показано, что при увеличении числа экспериментов для каждой концентрации результаты численного моделирования приближаются к теоретической зависимости.

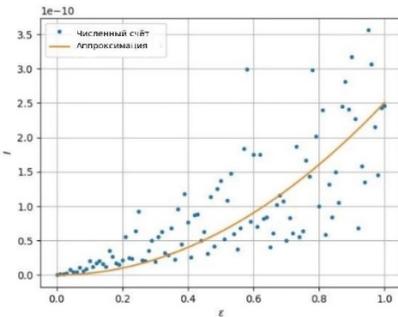


Рис. 3

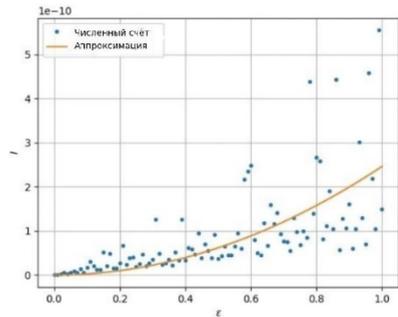


Рис. 4

- [1] Житковский Ю.Ю., Зотов А.И., Краснобородько В.В., Фокин А.В., Чепурин Ю.А. Об акустическом методе оценки концентрации конкреций на дне океана // *Океанология*. 1985. Т. 25, № 5. С. 219.
- [2] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. Физическое моделирование процессов обратного рассеяния акустических сигналов на дискретных неоднородностях // *Акустический журнал*. 1990. Т. 36, № 3. С. 410.

КОНЕЧНО-ЭЛЕМЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ПРОЦЕССЕ ОПТИМИЗАЦИИ РАЗРАБОТКИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

К.Д. Зими́на^{1,2)}, В.К. Бахтин^{1,2)}, М.С. Дерябин^{1,2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Низкочастотные гидроакустические излучатели находят применение в различных научных и технических областях. Пьезокерамический гидроакустический излучатель обычно состоит из пьезоэлектрического элемента (пьезостолба или пакетного преобразователя), который установлен внутри корпуса с помощью специальных креплений. Корпус преобразует механические колебания пьезоэлектрического элемента в акустические колебания, являясь своего рода механическим трансформатором. Оптимизация геометрии корпуса является важнейшим аспектом проектирования таких излучателей.

На протяжении долгой истории акустических излучателей ведется активный поиск новых материалов применимых в гидроакустике. Параллельно с поиском новых материалов происходит совершенствование конструкции корпуса. Исследуются как металлические, так и полимерные составы, требующие моделирования для определения их свойств. Экспериментальные данные служат основой для дальнейших изысканий, а в частности, для изучения оболочек из полимерных материалов, таких как, например, пластик PLA.

Целью исследования является определение акустических характеристик (констант) материалов, используемых при конструировании модельных излучателей.

Моделирование

В рамках исследования проводится оптимизация параметров корпуса для пьезоэлектрических излучателей из PLA-пластика, изготавливаемых методом 3D-печати. На данном этапе выбраны и изготовлены три формы корпуса: с продольными прорезями, эллипсоидального типа и с «волнообразной» формой. (Представлены на рисунках 1-3 соответственно). Задача состояла в том, чтобы создать модели корпусов, провести численное моделирование с помощью программы Comsol и на основе его результатов определить константы, соответствующие данному материалу [2, 3]. В дальнейшем эти константы могут быть использованы для моделирования произвольных корпусов из указанного материала [4].



Рис. 1



Рис. 2.



Рис. 3

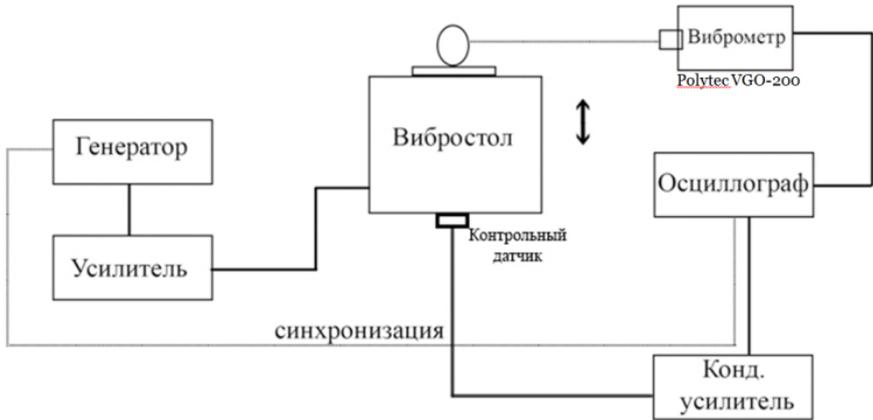
Эксперимент

Рис. 4

В эксперименте оболочки подвергались воздействию вибраций с помощью вибростенда. Схема эксперимента показана на рисунке 4. Колебательная скорость измерялась с помощью лазерного виброметра. Точка наблюдения была выбрана посередине оболочки, как в эксперименте, так и моделировании.

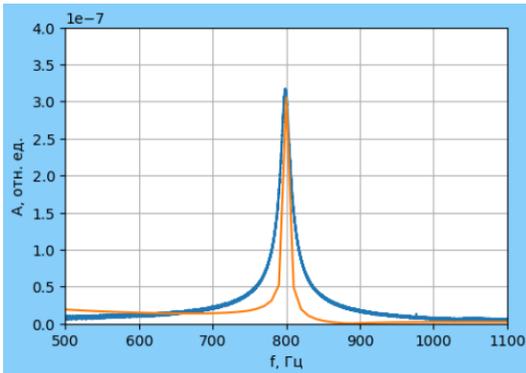
Результаты

Рис. 5

На рисунках 5-7 показаны графики зависимости смещения от частоты для оболочек, полученные в результате моделирования и эксперимента. Синяя сплошная линия соответствует экспериментальным данным, оранжевая – моделированию.

Результаты моделирования и экспериментальных измерений для оболочек №2 и №3 демонстрируют некоторое расхождение, однако в области резонансной частоты наблюдается приемлемое совпадение (с отклонением

около 100 Гц).

Экспериментальный график имеет более широкую резонансную кривую, чем теоретический. Для устранения этого несоответствия в ширине резонансных кривых необходимо ввести затухание в конечно-элементную модель оболочки. Тип и величина затухания должны быть выбраны в соответствии с материалом оболочки и механизмом затухания.

На рисунке 5 данные для оболочки № 1. Частота экспериментальных данных и моделирования совпадает и равна $F=800$ Гц.

На рисунке 6 представлены данные для сплошной оболочки без прорезей № 2. $F_{\text{Э}}=4690$ Гц, $F_{\text{М}}=4640$ Гц. На 7 рисунке показаны данные для оболочки № 3. $F_{\text{Э}}=3460$ Гц, $F_{\text{М}}=3390$ Гц.

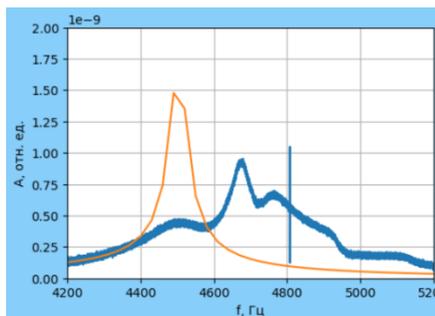


Рис. 6

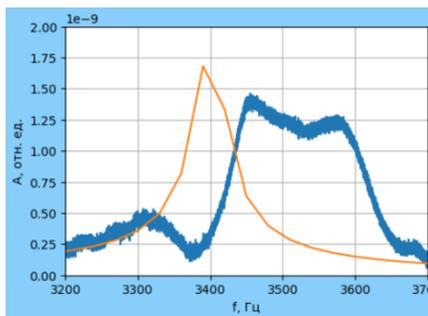


Рис. 7

Подобранные параметры для пластика

По результатам эксперимента были подобраны параметры для PLA-пластика, которые представлены в таблице. Они сравниваются со стандартными параметрами для акрилового пластика, которые предлагает программа COMSOL.

Табл. 1.

Наименование параметра	Стандартные значения для акрилового пластика	Экспериментально определенные значения
Плотность [кг/м ³]	1190	1100
Модуль Юнга, Па	3.2e9	5e9
Коэффициент Пуассона	0.35	0.2

Заключение

Моделирование, проведенное в данном исследовании, продемонстрировало высокую степень соответствия между экспериментальными и модельными данными в области резонанса, касающегося зависимости смещения оболочек гидроакустических излучателей от частоты. Благодаря этому соответствию исследователям удалось получить достоверные акустические параметры материалов, использованных в конструкции

излучателей. Эти параметры служат основой для дальнейшего усовершенствования и оптимизации конструкции.

В целом, исследование выявило значимость конечно-элементного моделирования как ценного инструмента в процессе оптимизации разработки гидроакустических излучателей.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект FFUF-2024-0041).

- [1] Зими́на К.Д., Бахтин В.К., Дерябин М.С. Численное моделирование гидроакустического излучателя, имеющего в качестве пьезодвигателя пакетный преобразователь // В кн.: Тр. XXVII научн. конф. по радиофизике. 2023 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2023. С. 431.
- [2] Крылов О.В. Метод конечных элементов и его применение в инженерных расчетах. – Москва: Радио и связь, 2002. 104 с.
- [3] Драчев К.А., Римлянд В.И., Молоканов Б.М. Применение метода конечных элементов для исследования акустических полей // Информатика и системы управления. 2019. Т. 4, № 62. С. 3.
- [4] Бахтин В.К., Дерябин М.С., Касьянов Д.А. Численное моделирование распространения импульсных сигналов в бурильных трубах // В кн.: Тр. XXVI научн. конф. по радиофизике. 2022 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2022. С 393.

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ДИНАМИКИ ТОНКОГО ПЕРЕГРЕТОГО ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ

К.А. Чекушев¹⁾, И.А. Капустин^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, О.А. Даниличева^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Использование дистанционных методов для восстановления полей течений является одним из примеров классической задачи океанологии. При этом сами методы базируются на анализе смещения неоднородностей в верхнем водном слое, например, метод максимальной взаимной корреляции (Maximum Cross Correlation (MCC)) [1, 2].

В эвтрофных высокопродуктивных водах, в качестве маркера для оценки смещений могут быть использованы области интенсивного цветения фитопланктона. В процессе натуральных экспериментов в акватории Горьковского водохранилища было выявлено различия направления течений, полученные с использованием метода MCC и измерения скорости и направления течений с помощью акустического доплеровского профилографа течений (ADCP). Была выдвинута гипотеза о том, что неоднородное цветение приповерхностного слоя может вызывать локальный перегрев и формирование вертикальной стратификации тонкого поверхностного слоя [3], препятствующей конвекции и приводящей к наблюдаемым отличиям течений. Для проверки данной гипотезы был предложен, подготовлен и проведен лабораторный эксперимент по моделированию динамики перегретого верхнего слоя воды, с использованием полипропиленовых (ПП) частиц, выступающих в качестве источника локального перегрева и одновременно маркеров течений, а также без них.

Эксперимент

Эксперименты проводились в лабораторной кювете (120×50×50 см) в Институте прикладной физики РАН. На 1/3 длины кюветы устанавливалась перегородка из оргстекла, в отгороженную часть кюветы насыпались ПП частицы (плотность 0,85 г/см³), окрашенные в зеленый цвет. В эксперименте концентрация частиц варьировалась от 0% до 300% покрытия поверхности отгороженной части. Схема лабораторной установки представлена на рис. 1 и представляет собой кювету (1), ИК-нагреватель 1000 Вт (2), термокоса (3), перегородка (4), видеокамера GoPro HERO8 (5), пирометр MASTECH MS6522B (6), частицы (7).

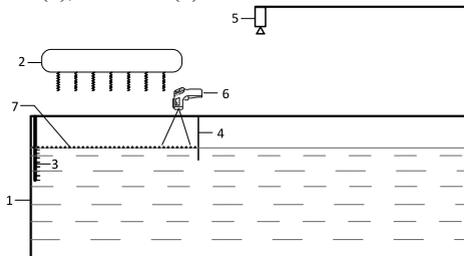


Рис. 1

Лабораторный эксперимент был разделен на 2 серии. Первая состояла в непрерывном нагреве поверхности воды с высоты 20 см ИК нагревателем 1000 Вт, при этом измерялись зависимости температуры от времени и глубины. Термокоса представляла собой набор 8 датчиков на микросхемах TMP117AIDRVR. Поскольку температура в лаборатории варьировалась в различные дни проведения экспериментов, для анализа совокупности данных измерений было использовано понятие перегрева $\Delta T = T_{\text{изм}} - T_0$, где $T_{\text{изм}}$ – показания, полученные с отдельного датчика, T_0 – начальная температура на датчике.

Результаты

В ходе проведения лабораторных экспериментов, были получены графики зависимости перегрева от времени и температурные профили прогрева верхнего слоя в разные моменты времени. На рис. 2 показаны временные зависимости (а) и вертикальные температурные профили (б), полученные в экспериментах при различном процентном покрытии частицами. Верхняя точка на профилях на рис. 2(б) отвечает измерениям поверхностной температуры по данным пирометра.

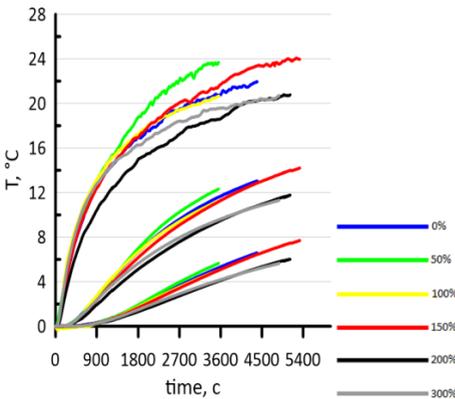


Рис. 2 (а)

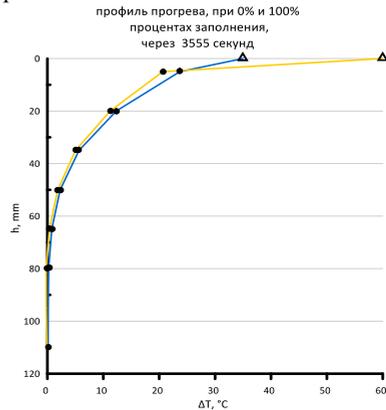


Рис. 2 (б)

На рис 2 (а) отображена зависимость прогрева верхнего слоя от времени, различном процентном покрытии частицами на разных глубинах, цветами обозначены процентные соотношения количества ПП частиц в отгороженной части кюветы. Из графиков видно, что процесс прогрева воды происходит по различным законам в зависимости от процентного покрытия, но в то же время видно, что при 0% и при 100% покрытия зависимости ведут себя сходным образом. Следует отметить, что при неполном покрытии отгороженной части кюветы частицы распределялись к стенкам, формируя очищенную поверхность под нагревателем. Поэтому далее рассматривается только случай 100% покрытия.

График на рис. 2 (б) отображает зависимость перегрева ΔT от глубины в верхнем слое воды, где цветами обозначены различные процентные (0% и 100%) соотношения количества частиц в отгороженной части кюветы. Различия между профилями для 0% и 100% заполнения не значительные, но если учесть измерения пирометром, то

различия температуры в самом верхнем слое составляют при 0% и 100%, порядка 30 градусов.

Во второй серии экспериментов производился нагрев отгороженной части кюветы в течение 1 часа, после поднималась перегородка и производилась запись движения частиц. Данный эксперимент выполнялся с нагревом и без при 100% и 5% заполнение. 5% процентное заполнение было выбрано для маркировки поверхности воды, чтобы можно было отслеживать динамику частиц, можно считать, что 5% заполнение не влияет на перегрев.

На рис. 3 отображена временная динамика частиц. Видно, что движение слоя происходит с резкой границей, которая смещается справа налево и по таким последовательными кадрам у нас есть возможность анализировать как среднее значение скорости слоя, так и мгновенное.

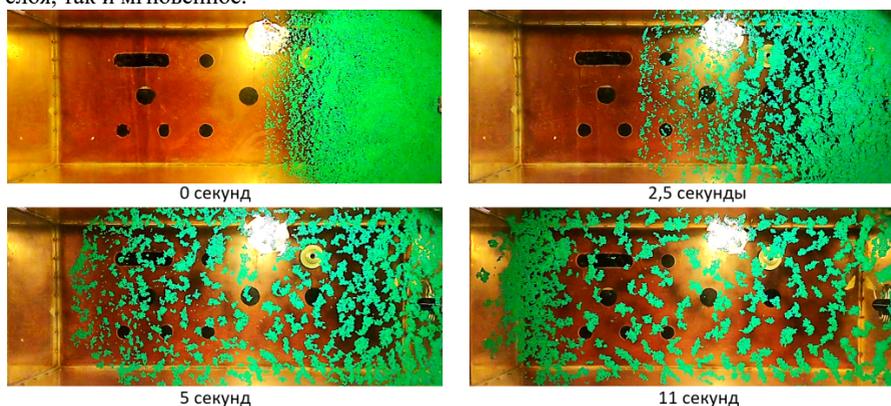


Рис. 3

Для обработки результатов был применен пакет программ MatLab с использованием стандартного кросс-корреляционного алгоритма PIVlab. На рис. 4(а) представлена временная динамика границы слоя с учетом погрешности измерений. После анализа результатов было установлено отличие скоростей на порядок с использованием нагрева и без.

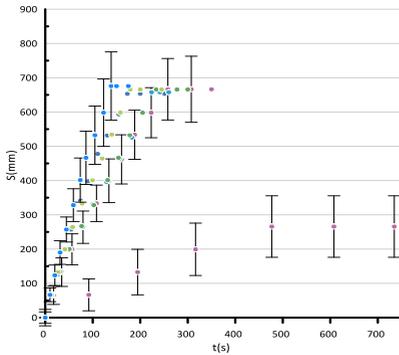


Рис. 4 (а)

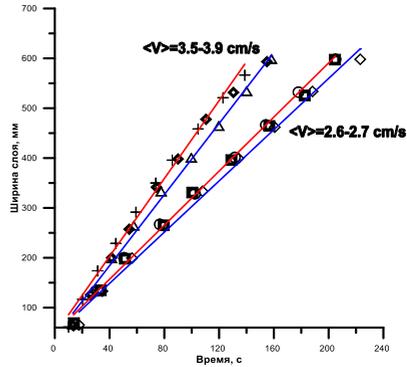


Рис. 4 (б)

При анализе результатов эксперимента с использованием нагрева при разном процентном заполнении были получены различия скоростей на 40%, что подтверждает гипотезу о перегреве тонкого верхнего слоя и влиянии перегрева на его временную динамику.

Выводы

Разработана лабораторная установка, позволяющая смоделировать статические и динамические эффекты тонкого перегретого приповерхностного слоя воды, содержащего частицы. В ходе лабораторных экспериментов показано, что при наличии частиц происходит перегрев тонкого поверхностного слоя на величину порядка 30 градусов; перегретый слой может двигаться со скоростью на порядок выше, чем не перегретый слой; продемонстрирован эффект увеличения скорости тонкого перегретого слоя на величину порядка 40% при наличии частиц. Движение перегретого слоя со временем происходит по закону близкому к линейному.

Полученные данные могут быть использованы для интерпретации полей скорости, полученных по спутниковым данным. Планируется продолжение как натурных, так лабораторных экспериментов по исследованию данного эффекта.

Исследование выполнено при поддержке Госзадания ННГУ, тема № 0729-2020-0037.

- [1] Emery W.J. et al. An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1986. Vol. 91, No. C11. P. 12865.
- [2] Danilicheva O.A., Ermakov S.A., Kapustin I.A. Retrieval of surface currents from sequential satellite radar images // Sovrem. Probl. Distantionnogo Zondirovaniya Zemli Iz Kosm. 2020. Vol. 17. P. 93.
- [3] Капустин И.А. и др. Восстановление структуры течений в Куйбышевском водохранилище с использованием спутниковых данных и натурных измерений // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, №. 1. С. 63.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПОГЛОЩЕНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ СОЛЕЙ И СЫВОРОТКАХ КРОВИ ЧЕЛОВЕКА НА АКУСТИЧЕСКОМ АНАЛИЗАТОРЕ «БИОМ»

С.С. Цветков, А.В. Клемина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Интерферометрическим методом исследованы частотные зависимости водных растворов солей и сыворотка крови человека в диапазоне частот 2-8 МГц с целью изучения релаксационных механизмов поглощения ультразвука в сыворотке крови. Это важно для выяснения возможности использования акустических параметров сыворотки крови в диагностических целях.

Методы и материалы

Существуют два механизма поглощения ультразвука в жидкости: классический [1] и релаксационный [2]. Классический механизм связан с трением между молекулами жидкости из-за их колебаний, что приводит к преобразованию звуковой энергии в тепловую. Релаксационный механизм, в свою очередь, связан с изменением давления и плотности жидкости в результате колебаний звуковой волны. Каждый из них проявляется при определенных условиях частоты и вязкости жидкости.

Нашей задачей было изучение релаксационных механизмов поглощения ультразвука в сыворотке крови, помещенной в акустический интерферометр постоянной длины. Все исследования проводились на АКБа – 01 - «БИОМ®» [3] (рис. 1).

Работа этого устройства основана на использовании метода интерферометра фиксированной длины. Этот метод позволяет измерять скорость и поглощение ультразвука в небольших объемах жидкости (порядка 100 мкл). Путем анализа амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) исследуемой жидкости можно определить, как зависит ее затухание от частоты. Этот анализ помогает более подробно изучить поведение жидкости под воздействием ультразвуковых волн и выявить изменения уровня затухания в зависимости от частоты сигнала.

Чтобы удостовериться в воспроизводимости результатов исследования, в начале эксперимента были подготовлены растворы $NaCl$, пищевой соды (классический механизм поглощения) и $MnSO_4$ (релаксационный механизм поглощения) с различными акустическими параметрами. После подтверждения воспроизводимости результатов на указанных образцах, были проведены измерения образцов сыворотки крови пациентов.

Для проведения исследования использовались образцы сыворотки крови пациентов с различными показателями. Показатели сыворотки в этих образцах были измерены заранее в ПОМЦ ФМБА России (г. Нижний Новгород).



Рис. 1. Акустический анализатор

Результаты

В исследованиях, на примере $NaCl$ и $MnSO_4$ за две даты измерения, показано в чем заключается отличие классического и релаксационного механизма поглощения (см. рис. 2, 3). Полученная зависимость поглощения ультразвука на длину волны в растворах $MnSO_4$ близка к данным работы Ф. Эггерса и Т. Функа [4].

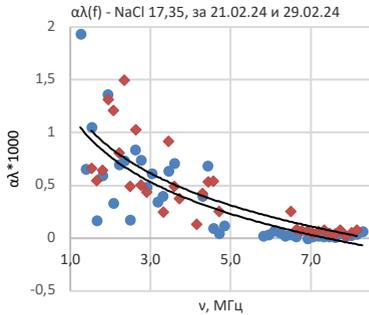


Рис. 2

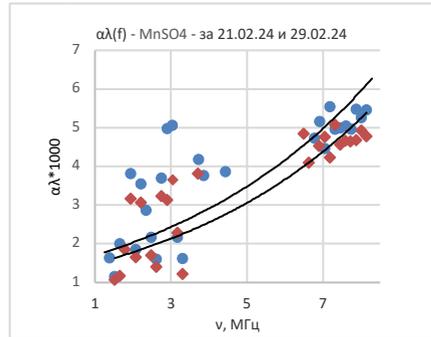


Рис. 3

Далее были произведены измерения сывороток крови. Результаты измерений двух из них приведены ниже (см. рис 4, 5).

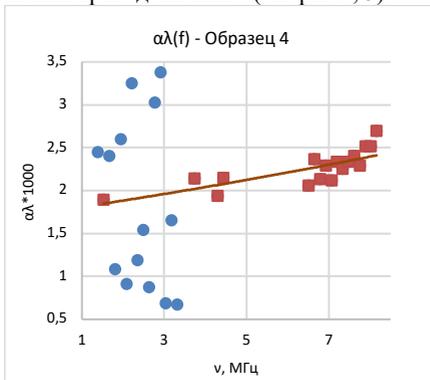


Рис. 4

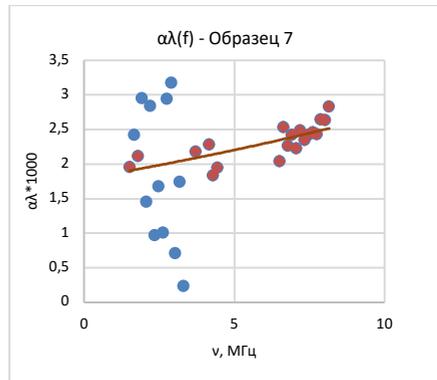


Рис. 5

В области больших частот наблюдается зависимость, характерная для релаксационного механизма поглощения, поскольку коэффициент поглощения $\alpha\lambda$ увеличивается с ростом частоты и принимает большие значения относительно общей тенденции графика. В области же малых частот можно сделать предположение о наличии классического механизма затухания, поскольку значения поглощения принимают значения соизмеримые со значениями в области высоких частот (релаксационный механизм). Таким образом, можно заключить, что в случае сыворотки наблюдается комбинированный механизм затухания.

Были построены аппроксимированные графики зависимостей коэффициента поглощения $\alpha\lambda$ для нескольких сывороток крови и $MnSO_4$. Коэффициент поглощения $MnSO_4$ был приближен к показателям сыворотки крови человека. Значения поглощения были нормированы на квадрат частоты для устранения квадратичной зависимости, характерной для классического механизма. Также из значений поглощения были вычтены значения $\alpha\lambda$ для $NaCl$ с целью исключения классического вклада в график поглощения (см. рис. 6).

График поглощения для $MnSO_4$ и сывороток крови имеет вид зависимости, представленной в работе Кесслера и Дана [5], а именно, имеет обратный характер “вогнутости”, что совпадает с результатами, представленными в литературе, и говорит о верности полученных нами результатов.

Исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о том, что АКБа-01 “БИОМ®” обладает высокой степенью воспроизводимости результатов и является подходящим для исследования характеристик сыворотки крови человека, основанных на релаксационных показателях поглощения в ней.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

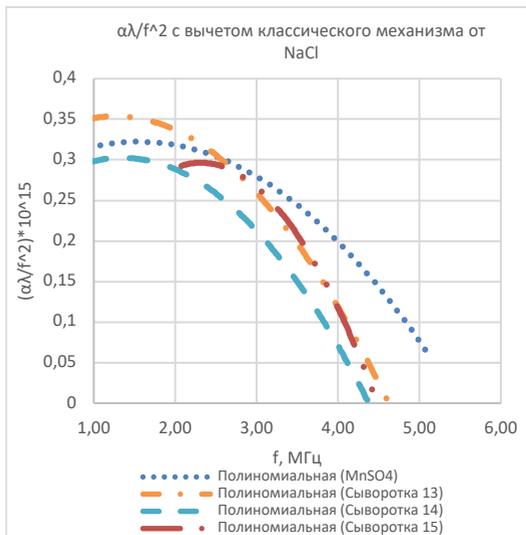


Рис. 6

- [1] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. Пер. с нем. – М: Издательство иностранной литературы, 1957. 273 с.
- [2] Под редакцией Хилла – “Применение ультразвука в медицине”. 2008. 100 с.
- [3] Анализатор акустический АКБа – 01 – «БИОМ®». Руководство пользователя БКУМ. 941414.001 РП.
- [4] Эггерс Ф., Функ Т. Ультразвуковые измерения на жидких образцах объемом порядка миллилитра в диапазоне частот 0,5...100 МГц // Приборы для научных исследований. 1973. Т. 44, № 8. С. 38.
- [5] Kessler L. W., Dunn F. Ultrasonic investigation of the conformational changes of bovine serum albumin in aqueous solution // Journal of physical chemistry. 1969. Vol. 73, No. 12. P. 4256.

ПРИМЕНЕНИЕ ИНСТРУМЕНТОВ ИСКУССТВЕННОГО ИНТЕЛЛЕКТА ДЛЯ ЗАДАЧ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ЭЛАСТОГРАФИИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЗАБОЛЕВАНИЙ ПЕЧЕНИ

Е.А. Мищенко¹⁾, И.Ю. Демин¹⁾, П.И. Рыхтик^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФБУЗ ПОМЦ ФМБА России

Введение

В последние годы стремительное развитие технологий искусственного интеллекта (ИИ) и машинного обучения кардинально изменило многие аспекты медицинской диагностики, открывая новые возможности для повышения точности и эффективности выявления различных заболеваний. Одной из передовых областей применения этих технологий является ультразвуковая эластография — неинвазивный метод диагностики, широко используемый для оценки состояния печени. Ультразвуковая эластография позволяет измерять модуль Юнга тканей печени, что является важным показателем при диагностике таких патологий, как фиброз, цирроз и гепатиты.

Настоящая работа посвящена изучению методов извлечения текстурных признаков из ультразвуковых изображений печени и их дальнейшему использованию в алгоритмах машинного обучения.

Теоретические основы ультразвуковой эластографии и извлечения текстурных признаков

Ультразвуковая эластография, в частности используемый в работе метод 2D-SWE (2D Shear Wave Elastography), представляет собой современный неинвазивный метод диагностики, основанный на измерении механических свойств тканей, таких как модуль Юнга и сдвига. Этот метод особенно полезен для диагностики заболеваний печени, так как позволяет оценивать степень фиброза и другие патологические изменения в тканях. 2D-SWE работает путем генерации и анализа сдвиговых волн, которые распространяются через ткани. Патологические состояния изменяют механические свойства тканей, и 2D-SWE позволяет количественно оценить эти изменения, предоставляя данные для более точной диагностики.

В качестве материалов и исследуемой среды были использованы изображения печени, полученные методом эластографии сдвиговой волной, реализованные на УЗИ-системе Aixplorer SuperSonic Imaging (2D-SWE). Пример изображения здоровой печени, полученный в ходе сбора датасета изображен на рис. 1. Изображения были обработаны и классифицированы исходя из принципов и методологий подготовки набора данных для обучения и тестирования программного обеспечения на основе технологии искусственного



Рис. 1

интеллекта [1-2]. Используемая классификация представлена в работе [3].

Тектурные признаки представляют собой количественные характеристики, описывающие текстуру изображения. В контексте ультразвуковой эластографии текстурные признаки помогают детально анализировать структуру тканей печени.

Методы извлечения текстурных признаков

Классические методы извлечения текстурных признаков основываются на анализе статистических характеристик изображения и его текстурных особенностей. Для анализа текстур ультразвуковых изображений печени было использовано специализированное программное обеспечение MaZda (MaZda 4, Technical University of Lodz, Institute of Electronics, Poland). MaZda предоставляет исследователям мощный инструмент для детального анализа текстурных характеристик медицинских изображений [4]. Эта программа обладает широкими возможностями для расчета различных групп текстурных признаков, что позволяет проводить всесторонний и точный анализ ультразвуковых данных. Одной из ключевых особенностей MaZda является возможность извлечения признаков на основе различных методов текстурного анализа. Пример области интереса для извлечения текстурных признаков изображен на рис. 2. Текстурные признаки извлекались из области измерения модуля Юнга (Q-box) для каждого изображения.

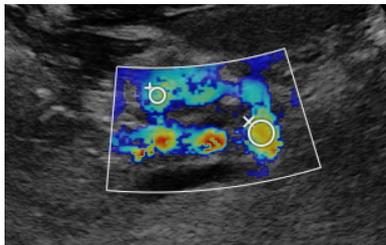


Рис. 2

Извлечение релевантной информации

MaZda также включает в себя продвинутые методы снижения размерности, такие как метод главных компонент (PCA), линейный и нелинейный дискриминантный анализ (LDA, NDA). Эти методы позволяют уменьшить количество признаков до оптимального числа, сохраняя при этом их информативность, что существенно улучшает точность классификации и анализа данных. В результате из 256 признаков для каждого изображения были отобраны признаки, представленные в таблице.

Заключение

Применение инструментов искусственного интеллекта и современных методов анализа текстурных признаков в ультразвуковой эластографии открывает новые горизонты в диагностике заболеваний печени. В ходе исследования использовалось специализированное программное обеспечение MaZda, которое предоставляет мощные средства для извлечения и анализа текстурных признаков, что значительно повышает точность и объективность диагностических заключений.

Благодаря использованию MaZda были рассчитаны три основные группы текстурных признаков: признаки на основе гистограмм, матрицы смежности и матрицы длины

<i>Выбранные признаки</i>
Mean (M)
Sum average (SAV) d = 1, 2, 3, 4
Percentile-n (Perc) n = 0,1
Sum variance (SVAR) d = 4
Grey level nonuniformity (GLNU)

серий. Эти признаки обеспечивают всесторонний анализ структуры тканей, позволяя выявлять даже незначительные патологические изменения. Важно отметить, что для достижения высокой точности классификации необходимо оптимизировать количество используемых признаков, что достигается с помощью методов снижения размерности, таких как PCA, LDA и NDA.

Таким образом, интеграция технологий искусственного интеллекта в процессы ультразвуковой диагностики способствует повышению эффективности и точности медицинских исследований, что в итоге улучшает качество лечения пациентов. В будущем дальнейшее развитие этих технологий и их более широкое применение в клинической практике обещает сделать диагностику еще более точной и доступной.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание № FSWR-2023-0031).

- [1] Мищенко Е.А., Демин И.Ю. / Разработка модели машинного обучения для задач ультразвуковой эластографии печени // В Тр. XVIII школы «Математика и математическое моделирование», Саров, 10–12 апреля 2024 г., С. 139.
- [2] Подготовка набора данных для обучения и тестирования программного обеспечения на основе технологии искусственного интеллекта: Учебное пособие / Юрий Александрович Васильев [и д. р.]. — [б. м.]: Издательские решения, 2024. 140 с. ISBN 978-5-0062-1244-2
- [3] Митьков В.В. Ультразвуковая эластометрия печени // Вебинар РАСУДМ. - 19 декабря 2023 - <https://www.youtube.com/watch?v=kj3RhY0fCO4>.
- [4] Gu L. H. et al. The utility of two-dimensional shear wave elastography and texture analysis for monitoring liver fibrosis in rat model // *Hepatobiliary & Pancreatic Diseases International*. 2021. Vol 20, No. 1. P. 46.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В КОНУСЕ С МЯГКИМИ СТЕНКАМИ

К.В. Кузьмин¹⁾, П.Н. Выюгин¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Распространение звука в волноводах с переменным сечением давно привлекает внимание акустиков, работающих в разных направлениях [1]. Такие задачи возникают в различных областях, таких как акустика океана, акустика помещений и других. В последние годы активно развивается направление, связанное с использованием струи жидкости с пузырьками воздуха для очистки поверхностей. Известно, что свободно падающая в воздухе струя жидкости постепенно сужается, образуя волновод с переменным поперечным сечением. Настоящее исследование посвящено экспериментальному изучению конического волновода с мягкими стенками как модели свободной струи. Результаты этого исследования позволят лучше понять распространение звука в средах с переменным сечением.

Эксперимент

Экспериментальная установка, схема которой приведена на рис. 1, включала в себя следующие компоненты:

- 1) **Волновод** длиной 135 см, изготовленный из полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм (см. рис. 1), состоит из двух участков. Первый участок – цилиндрический длиной 23 см и диаметром 4 см затем переходит в конический волновод, на узком конце которого его диаметр составляет 1 см.
- 2) **Пьезоэлектрический излучатель** диаметром 3 см размещен в торце волновода.
- 3) **Генератор сигналов:** создавал синусоидальный импульсный сигнал с тремя периодами на частотах 120 кГц, 150 кГц и 180 кГц.
- 4) **Усилитель мощности:** усиливал сигнал с генератора перед подачей на пьезоэлектрический излучатель.
- 5) **Гидрофон** диаметром 3 мм был опущен в конический волновод на тонкой проволоке. Для перемещения гидрофона внутри волновода использовалась катушка.
- 6) **Осциллограф** записывал принимаемый с гидрофона сигнал.

Конический волновод был заполнен водой. Звуковая волна, создаваемая излучателем, распространялась в волноводе и регистрировалась в разных его точках. Распространение звука в конусе с медленно изменяющимся сечением происходит адиабатически: каждая мода распространяется независимо от других. Селекция мод осуществлялась по времени прихода на гидрофон модовых импульсов, так как групповые скорости мод отличаются.

Были выполнены эксперименты по измерению распределения амплитуд акустического поля мод вдоль оси волновода. На рис. 2 представлена зависимость амплитуд первой и второй мод от положения гидрофона для частоты 120 кГц. На том же рисунке приведены результаты численного расчета распределения амплитуд мод вдоль волновода.

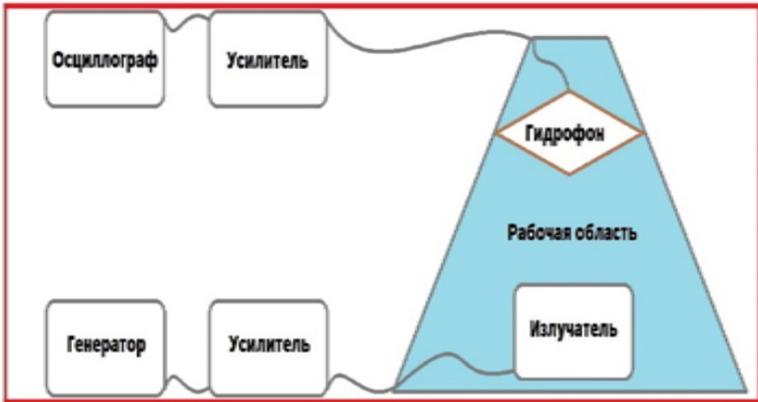


Рис. 1

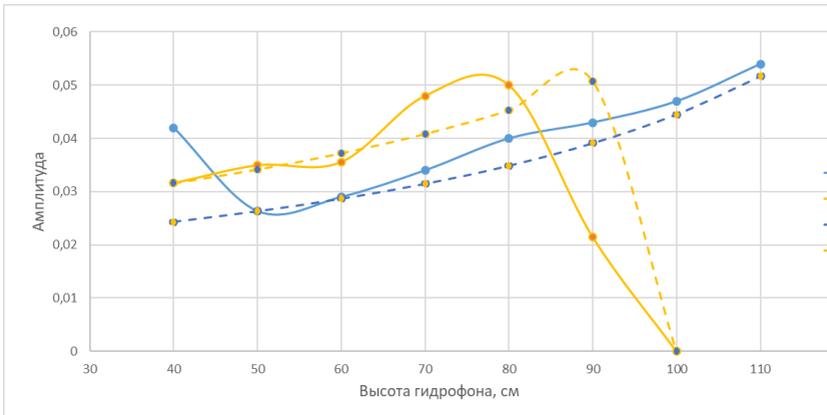


Рис. 2

Из приведенных данных видно, что амплитуда первой моды практически монотонно (кроме участка 40-50 см) возрастает по мере распространения в суживающемся волноводе. Амплитуда второй моды также возрастает, но лишь до расстояния 80 см, после чего резко убывает. Возрастание амплитуды мод по мере уменьшения диаметра волновода является прямым следствием закона сохранения энергии: в отсутствие потерь поток энергии через поперечное сечение волновода должен сохраняться. Это

утверждение верно, если диаметр волновода превышает критический для данной моды. После точки критического сечения амплитуда моды экспоненциально затухает. Этот процесс можно проследить для второй моды на рис. 2.

На основе данных по распределению амплитуд мод была построена зависимость полной интенсивности поля, равная сумме интенсивностей мод. Эта зависимость для трех частот показана на рис. 3, на котором также приведены результаты в соответствии с теоретической формулой:

$$|p(0, z)|^2 = \sum_n \frac{|A_n(0)|^2}{[R(z)]^2 [J_1(v_{0n})]^2}, \quad (1)$$

где $A_n(0)$ – амплитуда моды в исходной точке $z = 0$, $R(z)$ – радиус волновода в точке z , $J_1(v_{0n})$ – значение функции Бесселя 1-го рода первого порядка в точке n -го нуля функции Бесселя 1-го рода нулевого порядка, координата z отсчитывается вдоль оси волновода.

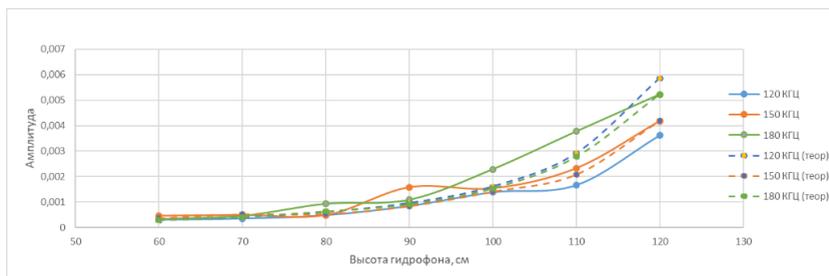


Рис. 3

Анализ результатов показывает, что полная интенсивность на частотах 150 кГц и 180 кГц хорошо соответствует теоретическому расчету.

Заключение

Экспериментальное исследование распределения амплитуд отдельных мод в коническом волноводе с мягкими стенками и медленно изменяющимся поперечником показало соответствие наблюдаемых закономерностей с теоретическими предсказаниями. Основными закономерностями являются: **увеличение амплитуды поля при сужении волновода** и последовательная отсечка мод в критических сечениях. Распределение полной интенсивности поля, равной сумме интенсивностей мод, соответствует теоретической зависимости.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

[1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1989. 416 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ МОДОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В КОНУСООБРАЗНОМ ВОЛНОВОДЕ

А.Н. Суханов¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Исследование волноводов имеет большое значение в различных областях современной науки и техники [1]. В акустике волноводы переменного сечения используются в задачах диагностики для ввода излучения от акустического излучателя в агрессивные и высокотемпературные среды. В волноводах переменного сечения распространение звука имеет целый ряд особенностей. Данная работа направлена на экспериментальное исследование поведения модовых импульсов в конусообразном волноводе.

Эксперимент

Волновод показан на рис. 1. Он изготовлен из тонкой полиэтиленовой пленки толщиной 50 мкм, спаянной по краю, его полная длина составляет 135 см. Сам он состоит из двух частей: цилиндрической (от 0 до 23 см включительно) и конусообразной (от 24 см до 135 см). Вверху волновод закреплён к доске с помощью пластиковой шайбы с отверстием. Схема установки представлена на рис. 2, на нём, 1 – катушка, закреплённая вверху на деревянной доске, с намотанной на неё леской, 2 – блок, через который идёт леска, он также закреплён неподвижно, 3 – гидрофон, прикреплённый к концу лески, с помощью которого фиксируется сигнал в волноводе, 4 – пьезокерамический излучатель, расположенный в нижней части волновода.

Блок-схема эксперимента представлена на рис. 3. С генератора через усилитель на излучатель диаметром 3 см, подаётся импульсный сигнал с тремя периодами на трёх разных частотах: 120 кГц, 150 кГц, 180 кГц. Сверху в волновод опускается гидрофон диаметром 3 мм. Для перемещения гидрофона используется катушка с леской, к которой он прикрепляется вместе с проводом. Гидрофон регистрирует акустический сигнал, который через предварительный усилитель поступает на осциллограф. Во время проведения эксперимента температура воды составляла $t = 20^\circ\text{C}$, соответствующая скорость звука $c = 1481$ м/с.

В плавно-неоднородном волноводе каждая мода акустического сигнала распространяется независимо от других. В критическом сечении волновода мода отражается, а в закритической области она экспоненциально затухает. Таким образом, отражение разных мод происходит в разных точках конусообразного волновода.

Для теоретического анализа прохождения и отражения модовых импульсов весь волновод был разбит на участки длиной 1 см. Воспользовавшись значениями первых пяти корней для функций Бесселя нулевого порядка и значениями функции Бесселя первого порядка в корнях функции Бесселя нулевого порядка, нашли групповую скорость для каждого участка разбиения волновода, вычислили время приходов прямого и отражённого модовых импульсов и сопоставили их с экспериментальными.



Рис. 1

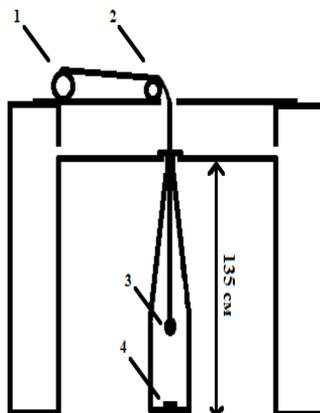


Рис. 2

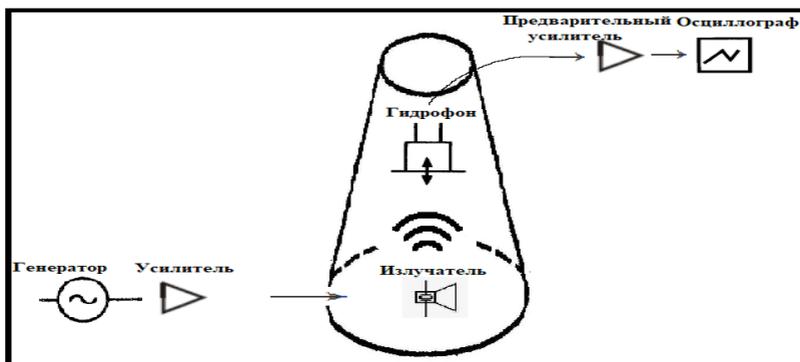


Рис. 3

На экспериментальных графиках (рис. 4, 5) представлены осциллограммы сигналов для частот 120 кГц и 150 кГц при положении гидрофона в 50 см от дна. Одинаковым цветом отмечены одинаковые моды. На осциллограммы наложены результаты теоретических расчётов времен прихода. Видно, что каждой моде соответствуют два модовых импульса: прямой и отраженный. При большей частоте сигнала в волноводе распространяется большее количество модовых импульсов. На рисунке 4 для 1-ой моды и на рисунке 5 для 3-ей моды видны только прямые сигналы, так как для 1-ой моды критическое сечение в волноводе отсутствует, а 3-я мода попадает в область критического сечения для данного положения гидрофона.

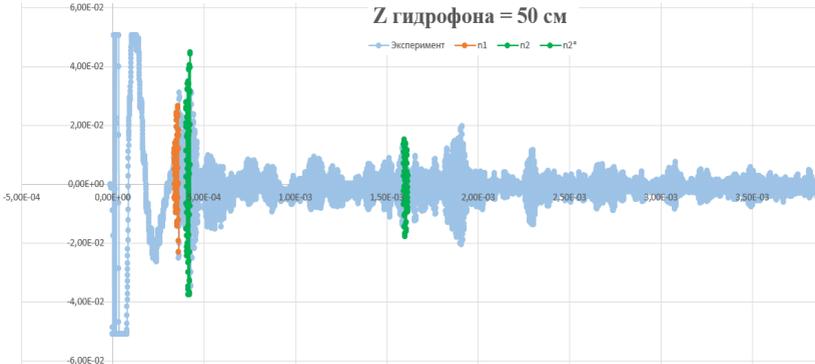


Рис. 4

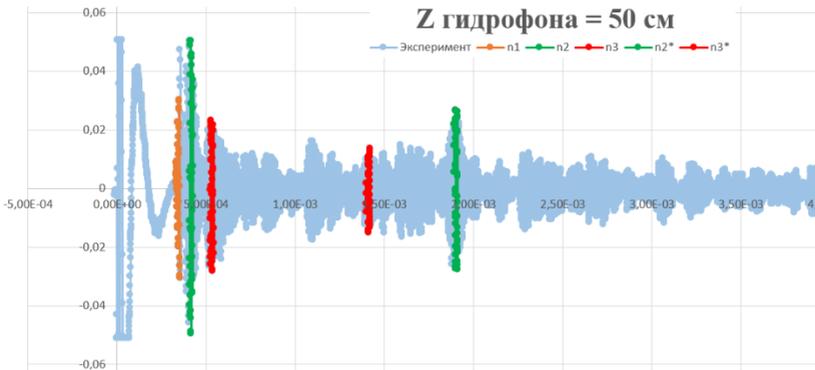


Рис. 5

Заключение

В ходе работы было теоретически рассчитано и экспериментально исследовано прохождение и отражение модовых импульсов в конусообразном волноводе. Показано, что отражение модовых импульсов происходит в соответствующих критических сечениях конусообразного волновода, теоретические расчёты согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена в рамках госзадания FFUF-2024-0035 ИПФ РАН.

[1] Бреховских Л.М., Годин О.А. Акустика слоистых сред. – М.: Наука. Гл. ред. физ-мат. лит., 1989. 416 с.

ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ШУМА ПУЗЫРЬКАМИ ПРИ ДЕГАЗАЦИИ ЖИДКОСТИ

К.А. Цветков¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1,2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Растворимость газов в жидкости играет важную роль в различных природных и технологических процессах. Растворенные газы поддерживают жизнь в водной среде. Они оказывают влияние на поступление метана в атмосферу Земли. Явление кавитации во многом связано с растворенными газами в жидкости. В соответствии с законом растворения газов в жидкостях, который был установлен Генри, количество растворенного газа в жидкости при заданной температуре пропорциональна его парциальному давлению над жидкостью. При быстром понижении давления в насыщенной газом жидкости происходит образование большого количества пузырьков. Таким образом жидкость избавляется от излишков газа. Этот процесс изучался ранее. В частности, были получены распределения пузырьков по размерам для разных экспериментальных условий [1]. Однако возникающий при этом акустический шум почти не изучался. Акустический шум обусловлен колебаниями множества рождающихся в процессе дегазации пузырьков. Настоящая работа посвящена экспериментальному изучению этого явления.

Схема эксперимента показана на рис. 1. В акустический бассейн, заполненный водой, был опущен резервуар, наполненный насыщенной углекислым газом водой при давлении 3 атм. Резервуар был закрыт крышкой, на расстоянии 10 см от которой помещался гидрофон Брюль и Кьер 8105. Акустические сигналы с гидрофона подавались на предварительный усилитель и затем на осциллограф Tektronix 3032, где записывались в память.

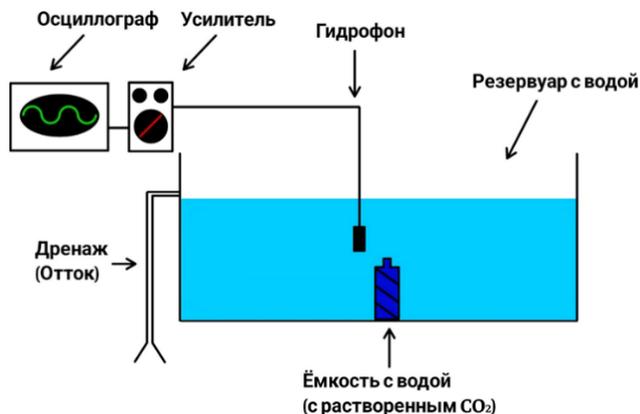


Рис. 1

При открытии крышки резервуара давление в нем резко падало от трех до примерно одной атмосферы (в акустическом бассейне). В результате происходила

дегазация воды в резервуаре с выделением пузырьков. Записанные в осциллографе акустические сигналы использовались в дальнейшем для получения усредненных за 1 мин спектров акустического шума. На рис. 2 приведен такой спектр.

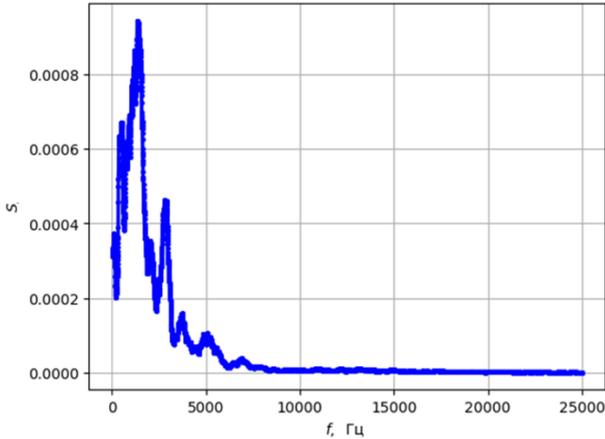


Рис. 2

Акустический шум создается пузырьками, находящимися в неравновесном состоянии и совершающими затухающие свободные колебания на своей резонансной частоте [2]. Для воды, при статическом давлении 1 атм.:

$$f_0 \approx \frac{3.3}{R_0}, \quad (1)$$

где R_0 – радиус пузырька измеряется в мм, а частота f_0 в кГц.

Из приведенного спектра на рис. 2 и формулы (1) видно, что радиусы пузырьков, порождающих акустический шум, лежат, в основном, в диапазоне 0.5–3 мм. Поскольку пузырьки в процессе дегазации растут из зародышей размерами в несколько микрометров и этот рост происходит сравнительно медленно в масштабе времен периодов колебаний пузырьков, можно предположить, что неравновесность пузырьков обусловлена многокаскадным процессом их слияния при всплытии с образованием более крупных.

[1] Oikonomidou O., Evgenidis S.P., Kostoglou M., Karapantsios T.D. // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2018. Vol. 96. P. 347.

[2] Клей К., Медвин Г. *Акустическая океанография*. – М.: Мир, 1984

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В СТРУЕ ВОДЫ, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ СОСУДА

В.В. Мальцев¹⁾, И.Н. Диденкулов^{1, 2)}, Н.В. Прончатов-Рубцов¹⁾, П.Н. Вьюгин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Исследование акустических полей в различных средах имеет важное значение для понимания физических процессов и разработки новых технологий. Одним из интересных объектов для таких исследований является струя воды, вытекающая из сосуда. Этот объект представляет собой сложную систему, в которой взаимодействуют механические, гидродинамические и акустические явления. В последние годы активно развивается направление, связанное с использованием струи жидкости с пузырьками воздуха для очистки поверхностей. В данном исследовании мы сосредоточимся на экспериментальном анализе акустического поля в струе воды, вытекающей из сосуда. Схема установки изображена на рис. 1, а фотографии установки изображены на рис. 2.



Рис. 1

В ходе эксперимента были проведены измерения внутри сосуда без потока жидкости, в струе воды под водой, в струе воды в воздухе. Все измерения производились на оптимальной частоте для выбранного излучателя, в импульсном режиме.

На рис. 3 изображен продольный разрез акустического поля. Расстояние измеряется от излучателя. Амплитуда поля увеличивается при приближении к конусообразному наконечнику. Сосуд находится в воздухе. Потока воды нет.

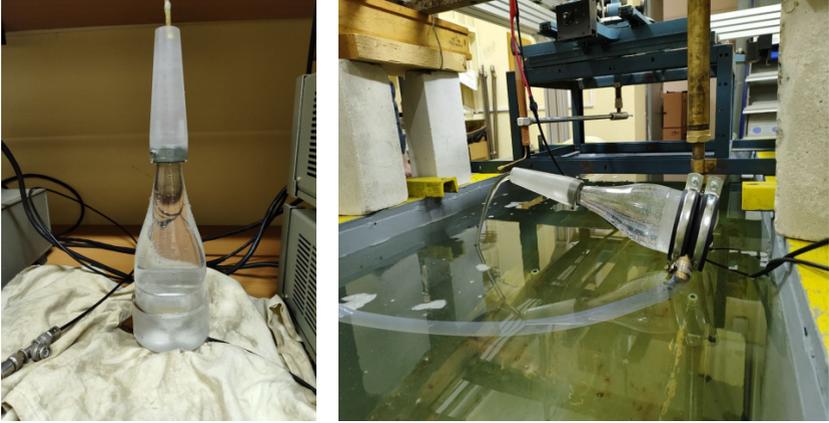


Рис. 2

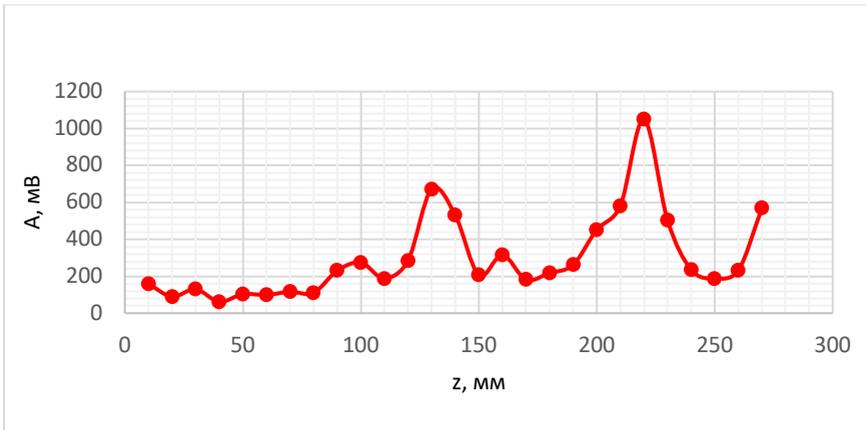


Рис. 3

На рис. 4 изображены поперечные разрезы акустического поля на разном удалении от сопла. Сосуд находится в воздухе, а его сопло немного погружено в воду. Поток воды нет.

На рис. 5 представлены поперечные разрезы акустического поля в свободной струе для разных расстояний от сопла. Расстояние отсчитывается от сопла в плоскости сопла.

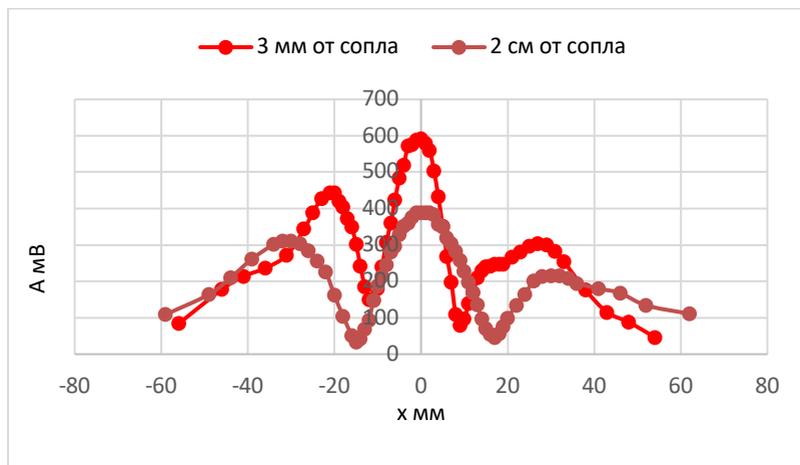


Рис. 4

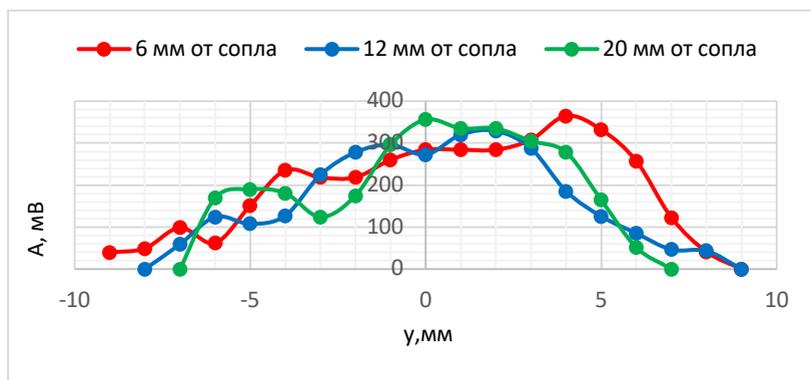


Рис. 5

Заключение

В данной работе экспериментально исследована акустическое поле в струе воды. Показано, что в конусообразном сопле амплитуда акустического поля возрастает, достигает максимума, а затем убывает. Акустическое поле, выходящее из свободную струю с увеличением расстояния от сопла, убывает. Поперечная структура поля в свободной струе имеет максимум примерно на оси струи и убывает к краям.

РАЗВИТИЕ МЕТОДА УЧЕТА ДИНАМИКИ ВОДОЕМА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ЗАДАЧЕ СПУТНИКОВОГО МОНИТОРИНГА КАЧЕСТВА ВОДЫ

Е.А. Мищенко¹⁾, А.А. Мольков^{1,2)}, И.А. Капустин^{1,2)}, Г.В. Лещев^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ИПФ РАН

Введение

Спутниковый мониторинг качества вод естественных водоемов осуществляется с конца 80-ых годов. Наибольшие успехи достигнуты для открытых районов морей и океанов, при этом внутренние водоемы и прибрежные морские акватории в силу разнообразия состава и концентраций оптически активных компонентов продолжают оставаться объектами регулярных исследований [1]. Последние получили активное развитие благодаря запуску космических сканеров цвета среднего (300 м) Sentinel-3/OLCI и высокого разрешений (10 м) Sentinel-2/MSI в прошлом десятилетии [2]. Регулярно получаемые мультиспектральные оптические изображения используются для оценки качества воды путем восстановления концентраций основных оптически-активных компонентов (хлорофилл “а”, окрашенного растворенного органического вещества, взвеси). При этом для создания биооптических моделей, т.е. моделей пересчета индекса цвета воды в концентрацию компонента, часто используются натурные данные, а сами модели являются эмпирическими. Последние обычно получают путем измерений цвета воды и отбора ее проб с лодки в течение дня для последующего анализа в лаборатории, однако для динамичных водоемов с резкой пространственной неоднородностью оптических свойств воды такой подход часто приводит к несогласованности судовых и спутниковых данных на временах, удаленных от момента съемки. В этом случае ценность таких данных теряется.

Такая ситуация особенно критична для непрерывных безстанционных измерений с борта быстродвижущегося судна [3], когда есть возможность одновременной регистрации гиперспектральных измерений коэффициента яркости (КЯ) воды с помощью набора портативных спектрометров и концентраций оптически активных компонентов воды с помощью морского флуоресцентного лидара (в частности, УФЛ-9 разработки ИО РАН). Это уникальный подход, апробированный на ряде водоемов и показавший свою эффективность [4, 5], позволяет собирать большой массив синхронных данных, т.е. получать данные в каждом пикселе из набора спутникового изображения, располагающихся вдоль трека судна. Поэтому, чтобы не терять данные измерений, удаленных по времени от момента спутниковой съемки, на водоемах со значительной пространственно-временной изменчивостью оптических свойств воды, была сформулирована задача учета его динамики.

Задача заключается в поиске пикселей на спутниковом изображении, спектральный цвет воды в которых соответствует измеренному, а положение смещено на масштаб, определяемый скоростью движения верхнего водного слоя и временным интервалом между спутниковой съемкой и подспутниковым измерением. Это большая задача, включающая в себя целый ряд подзадач. В настоящем исследовании рассматриваются первые из подзадач, а именно выявление особенностей расхождения судовых и спутниковых данных на различных временных масштабах и для различных участков

акватории, а также выявление наиболее чувствительных характеристик цвета воды, на базе которых будет решаться исходная задача.

Методы и подходы

Для решения поставленной задачи был рассмотрен один из дней судовых подспутниковых измерений на Горьковском водохранилище. Этот водоем является хорошим примером водоема с заметной пространственной неоднородностью оптических свойств воды и значительной динамикой, определяемой течением, ветром и переменным режимом работы ГЭС (объемов сброса воды в течение дня) [4, 6-8].

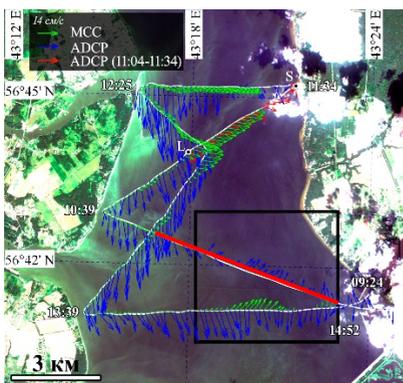


Рис. 1

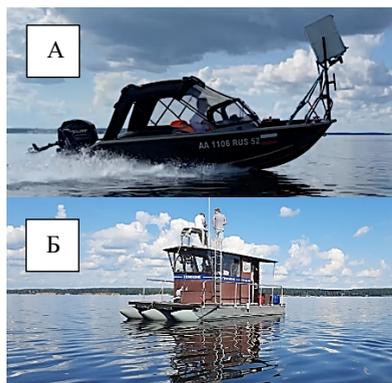


Рис. 2

Структура течения (синие стрелки), измеренная с судна, представлена на рис. 1. Видно, что в районе 9 утра течение над поймой (участок справа) направлено вверх – синие стрелки, а к двум часам дня течение усилилось и изменило направление на обратное.

Были проведены измерения спектрального коэффициента яркости воды трижды на одном и том же маршруте (белая линия на рис. 1) 6 августа с 09:18 до 13:14 с борта скоростной моторной лодки “Волжанка-46” (рис. 2а). Одновременно с лодкой, в рассматриваемой акватории измерялись характеристики течения с помощью акустического доплеровского измерителя течений ADCP WorkHorse 1200 kHz. Измерения проводились с борта плавучей гидрофизической лаборатории “Геофизик” (рис. 2б).

Время съемки спутниковым сканером цвета Sentinel-2/MSI (11:26 по местному времени) приходится на середину интервала натурных измерений. Соответствующее изображение загружалось в программный пакет SeNtinel Application Platform (SNAP) для извлечения спектральных данных в диапазоне длин волн от 443 нм до 783 нм.

Для мониторинга качества продуктивных вод применяются алгоритмы, использующие отношения красного и ближнего ИК каналов (665 и 700-750 нм), где отражательная способность воды максимально и минимально чувствительна ко второму максимуму поглощения хлорофилла “а”, а влияние растворенного органического вещества пренебрежимо мало.

Для Горьковского водохранилища были рассмотрены полуэмпирические популярные алгоритмы для оптически сложных вод: 2-канальный (2В) и 3-канальный (3В) алгоритмы, алгоритм нормализованной разности хлорофилла (NDCI) и алгоритм высоты пика (PH). Перечисленные алгоритмы, рассмотрены в работе [4].

Результаты

На рис. 3 представлены результаты расчета алгоритмов (индексов цвета) по формулам (1)-(4) как функции номера пикселя вдоль выбранной части трека (красная прямая на рис. 1). Из рисунков видно, что над руслом Волги (участок 0-100), наблюдается наиболее заметное расхождение данных, обусловленное русловым течением. В то время как над поймой (участок 300-600), где течение минимально, кривые повторяют друг друга. Наблюдаемая регулярная для каждого из индексов цвета разница вероятно связана с недостаточной точностью стандартной атмосферной коррекции спутниковых данных. В дальнейшем, при выполнении атмосферной коррекции с использованием *in situ* данных по оптическим характеристикам атмосферы, наблюдаемую разницу можно будет нивелировать. Также из рис. 3 видно, что рассмотренные индексы действительно обладают достаточной чувствительностью к течению.

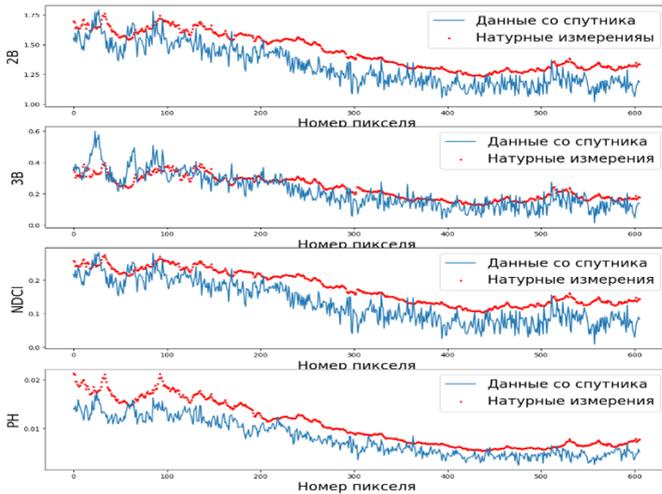


Рис. 3

Выводы

В работе представлены предварительные шаги по разработке методики учета динамики водоема при формировании валидационного для спутниковых изображений массива *in situ* данных. Для этого сформулирована задача поиска пикселей на спутниковом изображении, спектральный цвет воды в которых соответствует измеренному, а положение смещено на масштаб, определяемый скоростью движения верхнего водного слоя и временным интервалом между спутниковой съемкой и подспутниковым

измерением. В работе продемонстрированы искомые расхождения в натуральных и спутниковых данных, а также определены наиболее чувствительные спектральные характеристики цвета воды (индексы цвета). Последние будут использованы для поиска “смещенных” течением пикселей и, в случае успешного решения этой задачи ожидаемая коррекция позволит улучшить статистическую выборку подспутниковых измерений, пригодную для валидации спутниковых данных.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ № 23-17-00071 (“Волжские биооптические алгоритмы”), <https://rscf.ru/project/23-17-00071>.

- [1] Stephanie C.J. Palmer, Tiit Kutser, Peter D. Hunter, Remote sensing of inland waters: Challenges, progress and future directions, *Remote Sensing of Environment*, Volume 157, 2015, Pages 1-8, <https://doi.org/10.1016/j.rse.2014.09.021>.
- [2] Ogashawara I. Bibliometric analysis of remote sensing of inland waters publications from 1985 to 2020 // *Geographies*. 2021. Vol. 1, No. 3. P. 346.
- [3] Мольков А.А., Пелевин В.В., Федоров С.В., Корчёмкина Е.Н. Новый метод спутникового мониторинга оптически сложных внутренних водоемов с высокой пространственно-временной изменчивостью оптических свойств воды // Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки. 2020. Т. 492, № 1. С. 33. DOI: 10.31857/S268674002003013X
- [4] Molkov A. A. et al. Regional models for high-resolution retrieval of chlorophyll a and TSM concentrations in the Gorky Reservoir by Sentinel-2 imagery // *Remote Sensing*. 2019. Vol. 11, No. 10. P. 1215.
- [5] Pelevin V., Koltsova E., Molkov A., Fedorov S., Alymkulov S., Kononov B., Alymkulova M., Jumaliev K. Regional Models for Sentinel-2/MSI Imagery of Chlorophyll a and TSS, Obtained for Oligotrophic Issyk-Kul Lake Using High-Resolution LIF LiDAR Data // *Remote Sensing*. 2023. 15(18). P. 4443
- [6] Доброхотова Д.В., Капустин И.А., Даниличева О.А., Мольков А.А., Лещев Г.В., Ермошкин А.В. Определение структуры течения во внутреннем водоеме с зарегулированным стоком по спутниковым данным высокого разрешения: пробный эксперимент на Горьковском водохранилище // В кн.: Тр. XII Всероссийской конференции с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод / — М. : Издательство «ИО РАН», 2023. С. 183.
- [7] Доброхотова Д. В., Капустин И.А., Мольков А. А., Лещёв Г. В. Исследование влияния режима работы ГЭС на перераспределение фитопланктона в верхнем водном слое в приплотинном участке Горьковского водохранилища. Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2023. Т. 20, №. 1. С. 242.
- [8] Molkov A., Kapustin I., Grechushnikova M., Dobrokhotova D., Leshchev G., Vodeneeva E., Sharagina E., Kolesnikov A. Investigation of Water Dynamics Nearby Hydroelectric Power Plant of the Gorky Reservoir on Water Environment: Case Study of 2022 // *Water*. 2023. Vol. 15(17). P. 3070. <https://doi.org/10.3390/w15173070>

СПЕКТРАЛЬНЫЙ И БИСПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН, ЭВОЛЮЦИЯ КОТОРЫХ ОПИСЫВАЕТСЯ УРАВНЕНИЕМ БЮРГЕРСА

А.А. Смирнов, И.Ю. Демин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из важных направлений современной акустики является исследование нелинейных эффектов с целью создания новых методов акустической диагностики. В данной работе представлены результаты численного моделирования эволюционного уравнения Бюргерса, которое для плоских волн записывается в следующем виде [1]

$$\frac{\partial U}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial \tau} = \mu \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где единственный параметр μ определяет соотношение между нелинейными и диссипативными эффектами при эволюции интенсивных волн. Для численного решения уравнения (1) использован спектральный метод, позволяющий получать решения на любых расстояниях от источника и была написана программа в среде MATLAB с использованием стандартных функций библиотеки для прямого и обратного Быстрого Преобразования Фурье (БПФ) для вычисления профиля и спектра нелинейной волны на различных расстояниях от источника z [2]. На рис. 1 приведена эволюция нелинейных акустических волн (изменение $z = 0 \div 4.5$ снизу вверх) для начальных гармонических условий $U(z=0, \tau) = U(\tau) = \sin(\omega\tau)$ при $\mu = 0.05$ (число Рейнольдса $Re = 20$).

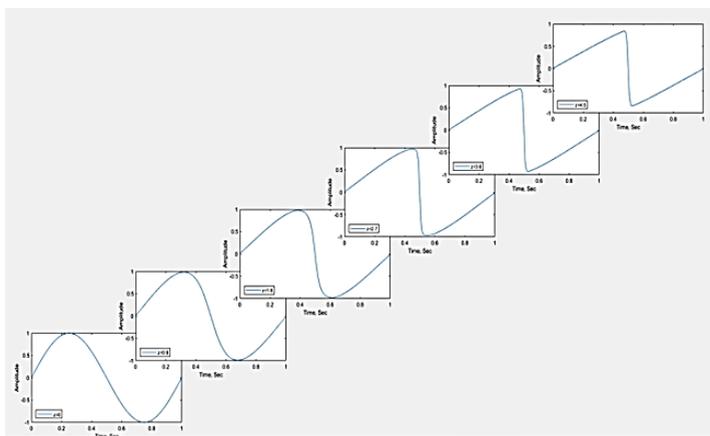


Рис. 1

Хорошо видно искажение волнового профиля (укручение волны) вплоть до расстояний образования разрыва ($z=1$) и появление пилообразности в волне на расстояниях $z=4.5$.

Для дальнейшего описания поведения искаженного сигнала рассмотрим также эволюцию гармоник в зависимости от расстояния z . На рис. 2 приведена эволюция первых шести гармоник $B_n(z)$ при распространении гармонического начального возмущения как на стадии до образования разрывов (при $z \leq 1$), так и на стадии пилообразных волн ($z \geq 2$). Численное моделирование выполнено для $\mu = 0.05$.

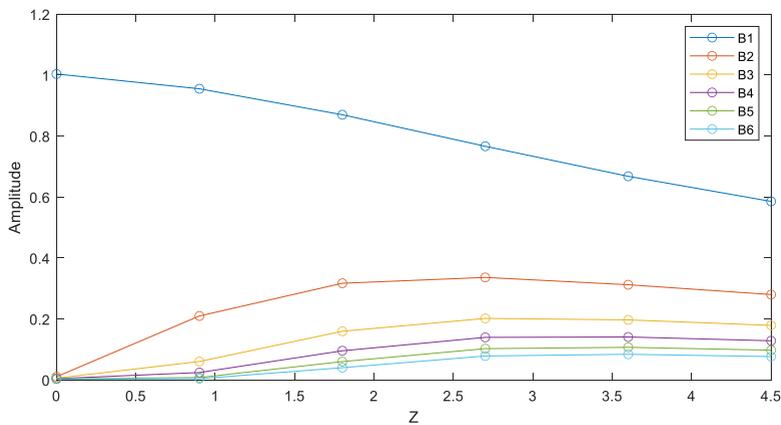


Рис. 2

Стоит отметить, что эволюция спектральных составляющих нелинейной волны, полученная при численном моделировании, согласуется с аналитическими выражениями для поведения гармоник $B_n(z)$ как на расстоянии $z \ll 1$ ($B_n(z) = \frac{2J_n(nz)}{nz}$), так и при $z \gg 1$ ($B_n(z) \approx \frac{2}{n(1+z)}$) [1].

При рассмотрении эволюции случайных акустических волн используются высшие статистические моменты шума, в том числе спектры более высокого порядка. Биспектры применяются в аэроакустике при анализе реактивных шумов современных самолетов. Так, привлечение для анализа спектров высокого порядка (биспектров) позволило объяснить более низкое затухание реактивного шума в области высоких частот, чем это было предсказано из линейной теории распространения акустического шума. Использование биспектров позволяет не только проанализировать нелинейную эволюцию амплитудных характеристик реактивного шума и распределения их в частотной области, но и проследить за изменением фазы частотных составляющих спектра [3]. Для распознавания сигнала на фоне шума предложено использование биспектрального анализа, применительно к схеме решения эволюционного уравнения (1), который реализован с использованием Higher-Order Spectral Analysis Toolbox в среде MATLAB [4].

На рис. 3а представлена реализация биспектров для гармонического сигнала на фоне шума на расстоянии $z=0$, а на рис. 3б на расстоянии $z=2$. На каждом рисунке представлены профиль случайного сигнала, его спектральное распределение в частотной области и его биспектр.

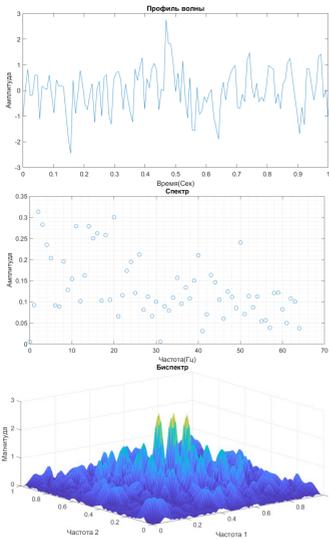


Рис. 3а

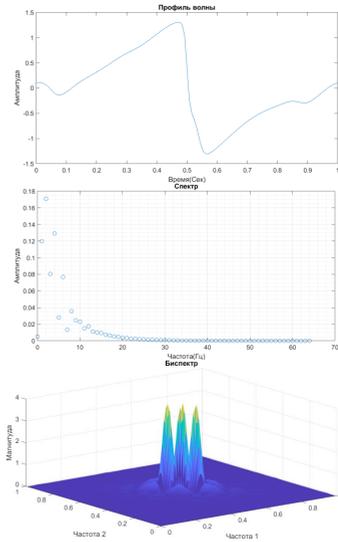


Рис. 3б

Можно заметить сильное сглаживание фронта распространяющегося случайного сигнала, ввиду проявления нелинейных эффектов и затухания высокочастотных компонент шума. Это позволяет на расстоянии $z=2$ (рис. 3б) более четко провести выделение полезного сигнала на фоне шума в биспектральной области.

- [1] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008, 496 с.
- [2] Демин И.Ю., Гурбатов С.Н., Тюрина А.В. // В кн.: Вычислительный эксперимент в аэроакустике. Сборник тезисов. – М.: ИПМ им М.В. Келдыша, 2018, с. 84.
- [3] Гурбатов С.Н., Демин И.Ю., Прончатов-Рубцов Н.В. // Акустический журнал. 2017. Т. 63, № 6. С. 596.
- [4] Swami A. Higher-Order Spectral Analysis (HOSA) Toolbox. – United Signals & Systems, Inc., 2001, 258 p.

Секция «Акустика»

Заседание секции проводилось 16 мая 2024 г.
Председатель – С.Н. Гурбатов, секретарь – А.А. Хилько.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
ПРОЦЕССОВ И СИСТЕМ»**

Председатель – И.С. Павлов, секретарь – О.Н. Минаева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

КАПЛЯ РАССЛАИВАЮЩЕГОСЯ РАСТВОРА КАК ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛОГ КУБИТА

В.Б. Федосеев

ИМХ РАН

Одним из свойств кубита является то, что он кроме двух основных состояний $|1\rangle$ и $|0\rangle$ может находиться в состоянии их "суперпозиции" $(x \cdot |0\rangle + y \cdot |1\rangle)$, $|x|^2 + |y|^2 = 1$. В сообщении показано, что подобными свойствами могут обладать относительно простые термодинамические системы микронного и субмикронного размера.

Термодинамическое описание фазовых равновесий в макросистемах основано на вычислении и минимизации энергии Гиббса (G) смеси. Для систем ограниченного объёма становятся существенными вклады, связанные с поверхностной энергией межфазных границ, и возникают эффекты, ненаблюдаемые в макросистемах. Фазовые превращения в малом объёме имеют особенности: меняются температуры переходов, меняется область растворимости, появляются новые метастабильные состояния, становится существенным эффект формы [1].

Сосуществующие растворы смачивают друг друга, поэтому при расслаивании малого объёма раствора с большей вероятностью образуется структура типа core-shell (ядро-оболочка). При термодинамическом описании состояние такой частицы описывается 2-мя параметрами (r – радиус капли и x – концентрация раствора) и 2-мя независимыми переменными (θ_1 и θ_2 – долями компонентов, перешедших в core-фазу). В этих переменных избыточную свободную энергию системы $G^E(\theta_1, \theta_2)$ можно отобразить на единичный квадрат. Это позволяет сопоставлять состояния систем разного размера, состава и конфигурации (core-shell, janus либо иной).

Пример такого отображения приведён на рис. 1, который демонстрирует состояния сферической капли ($r = 1$ мкм) раствора висмут–сурьма (Bi–Sb). Размерные эффекты при фазовых превращениях в этой системе ранее рассмотрены в [1, 2].

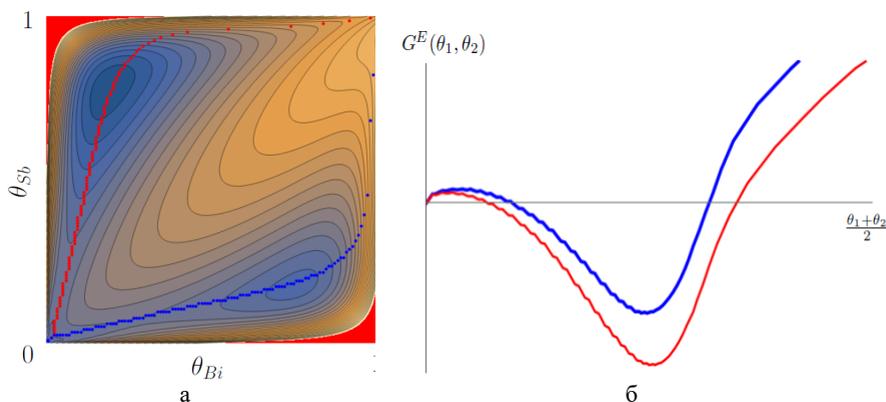


Рис. 1

Красные и синие линии на рисунке 1 соответствуют овражным траекториям, соединяющим гомогенное состояние с равновесными core-shell состояниями, и изменению свободной энергии системы $G^E(\theta_1, \theta_2)$ вдоль этих траекторий (рис. 16). Согласно рис. 1 система имеет три термодинамически устойчивых состояния гомогенное ($\theta = 0$) и два гетерогенных $Sb@Bi$ и $Bi@Sb$ (core-фаза содержит Sb и Bi соответственно). Core-shell состояния для рассмотренного случая более выгодны. Для перехода из состояния $\theta = 0$ в состояние $Sb@Bi$ или $Bi@Sb$ система должна преодолеть небольшой энергетический барьер (рис. 16). Состояния $Sb@Bi$ и $Bi@Sb$ разделены существенно более высоким энергетическим барьером, поэтому прямой переход между ними невозможен. Высота барьеров, энергия состояний и состав равновесных core-shell состояний зависят от температуры, размера и состава капель.

Таким образом, описанная система может находиться либо в одном из основных состояний, либо в метастабильном гомогенном состоянии, являющимся переходным между ними. С точки зрения теории информации эта система хранит один бит информации. Используя аналогию с кубитом, метастабильное переходное состояние можно интерпретировать как "запутанное".

На рис. 1а видно, что область запутанного состояния включает некоторую окрестность гомогенного состояния и овражных траекторий и ограничена точками перевалов. Точки перевала на овражных траекториях ($G^E(\theta_1^*, \theta_2^*)$) для core-shell состояний соответствуют понятию "зародыш критического размера" [3]. Рост критического зародыша переводит систему в одно из основных состояний (рис. 16). Величины $G^E(\theta_1^*, \theta_2^*)$ соответствуют энергии активации перехода системы из гомогенного (запутанного) в одно из основных состояний. Вернуть систему в запутанное состояние (стереть информацию) можно нагревом до температуры ликвидуса или деформацией [4]. И энергию активации, и энергию стирания информации можно настраивать, меняя размеры частицы, концентрацию раствора или химический состав. При переходе из запутанного в основное состояние выделяется энергия $G_{Sb@Bi}^E$ или $G_{Bi@Sb}^E$. Эта энергия превышает энергию активации $G^E(\theta_1^*, \theta_2^*)$ и может быть использована на взаимодействие с соседними частицами.

Описанная система имеет два основных состояния и одно "запутанное", хранит один бит информации, имеет возможность взаимодействовать с другими подобными системами и управляется внешними воздействиями. По совокупности признаков для такой системы можно предложить термин

"тебит" или "т-бит" (**thebit – thermodynamic bit**).

Тебиты могут быть реализованы не только на твёрдых, но и на жидких расслаивающихся растворах, а также на основе других фазовых превращений.

Готовый пример, демонстрирующий "взаимодействие тебитов" на фазовом переходе кристалл – раствор, приведён в [5, 6]. При испарении или конденсации растворителя (воды) в капле раствора соли образуется либо растворяется кристалл. Это меняет давление пара растворителя и воздействует на соседние капли. В результате наблюдается возбуждение долговременных асинхронных апериодических колебаний между состояниями раствор (S) и кристалл (C) (рис. 2). Видео процесса размещено на сайте работы [5] в supplemental files. Связь между каплями и "перенос информации" осуществляется через давление пара растворителя, которое стабилизируется внешним

резервуаром. В экспериментах роль резервуара выполняла крупная капля растворителя (дистиллированная вода).

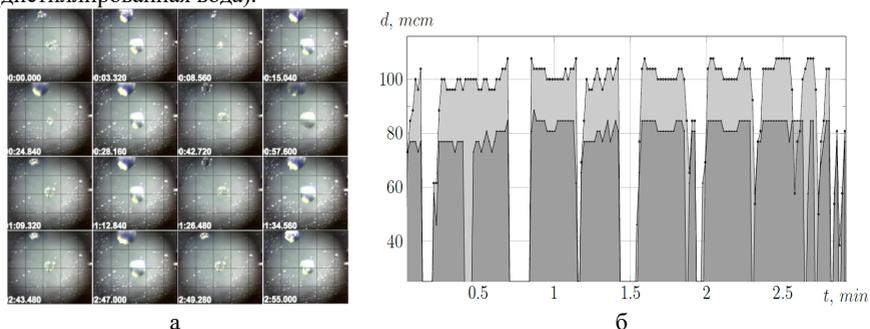


Рис. 2

В этом случае с запутанным состоянием можно отождествить неустойчивое состояние, при котором кристалл окружён непостоянным объёмом раствора (состояние $x \cdot C + y \cdot S$). На рис. 2б видно, что время жизни состояний S и C достигает нескольких десятков секунд, а переключение между ними составляет доли секунды при практически полном испарении растворителя.

Подобные осцилляции мы наблюдали с каплями растворов различных кристаллических веществ, в том числе органических [6].

Заключение

Обсуждая введение понятия тебит (thebit), следует рассмотреть необходимость порождения этой новой сущности. Выше показано, что тебит обладает необходимыми свойствами, чтобы выполнять функции аналогичные функциям кубита.

При сопоставлении кубита и тебита можно отметить некоторые особенности, которые могут рассматриваться как преимущества тебита. Для его функционирования не требуется высокого вакуума, сверхнизких температур, сверхчистых материалов, тебит более устойчив к слабым случайным внешним воздействиям, не нуждается в прецизионных методах измерения основания состояний, допускает возможность измерения характеристик "запутанного" состояния. Сопоставление позволяет ожидать, что накопленный опыт работы с кубитами может способствовать разработке прототипов устройств, работающих на тебитах.

- [1] Федосеев В.Б. // ФТТ. 2015. Т. 57, №. 3. С. 585.
- [2] Шишулин А.В., Федосеев В.Б., Шишулина А.В. // ЖТФ. 2019. Т. 89, №. 4. С. 556.
- [3] Фольмер М. Кинетика образования новой фазы. – М.: Наука, 1986. 208 с.
- [4] Федосеев В.Б., Шишулин А.В. // ФТТ. 2018. Т. 60, №. 7. С. 1382.
- [5] Федосеев В.Б., Максимов М.В. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101, №. 6. С. 424.
- [6] Федосеев В.Б. // Нелинейная динамика. 2017. Т. 13, №. 2. С. 195.

ПОТОК ЭНЕРГИИ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА УПРУГИХ ВОЛН

А.Е. Китаев

АО «ННПО имени М.В.Фрунзе»

Введение

Уравнение Ламе – это уравнение следующего вида:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{E}{2(1+\sigma)(1-2\sigma)} \text{grad div} \mathbf{u} - \frac{E}{2(1+\sigma)} \Delta \mathbf{u} = \mathbf{f}. \quad (1)$$

В правой части уравнения стоит \mathbf{f} – объемная плотность внешних сил. Неизвестной величиной является смещение упругой среды \mathbf{u} . Также в уравнение входят характеристики упругой среды: ρ – объемная плотность вещества, E – модуль растяжения (модуль Юнга), σ – коэффициент Пуассона.

Уравнение (1) может быть записано в другой форме, использующей не коэффициенты упругости, а скорости продольных (a) и поперечных (b) волн:

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \rho(a^2 - b^2) \text{grad div} \mathbf{u} - \rho b^2 \Delta \mathbf{u} = \mathbf{f}. \quad (2)$$

Можно записать его и с использованием оператора rot :

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} - \rho a^2 \text{grad div} \mathbf{u} + \rho b^2 \text{rot rot} \mathbf{u} = \mathbf{f}. \quad (3)$$

В случае равенства скоростей поперечных и продольных волн уравнение (2) приобретает сходство с волновым уравнением для векторного потенциала, используемым в теории электромагнетизма:

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \Delta \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (4)$$

В докладе [1] автором был предложен новый лагранжиан для уравнения Ламе. Кроме этого было представлено уравнение энергетического баланса, которое можно получить, исходя из этого лагранжиана. Объемная плотность энергии, входящая в это уравнение, имеет следующий вид:

$$\varepsilon = \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right)^2 + \frac{\rho}{2} a^2 (\text{div} \mathbf{u})^2 + \frac{\rho}{2} b^2 (\text{rot} \mathbf{u})^2. \quad (5)$$

Вектор объемной плотности потока энергии получился следующий (квадратные скобки обозначают векторное произведение):

$$\mathbf{S} = -\rho a^2 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \operatorname{div} \mathbf{u} - \rho b^2 \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \operatorname{rot} \mathbf{u} \right]. \quad (6)$$

Цель данной работы – получить поток энергии для гармонического точечного силового источника с использованием выражения (6).

Методика

Пусть силовой источник имеет следующий вид:

$$\mathbf{f} = \mathbf{F}_0 e^{i\omega t} \delta(\mathbf{r}). \quad (7)$$

Решение этой задачи представляется в виде суммы двух слагаемых ($\mathbf{u} = \mathbf{u}_1 + \mathbf{u}_2$). Первое слагаемое, зависящее от скорости поперечных волн, выглядит так:

$$\mathbf{u}_1 = \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{b}r}}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{F}_0)}{r} \left(-\frac{\omega^2}{b^2} + 3i\frac{\omega}{br} + \frac{3}{r^2} \right) + \frac{\mathbf{F}_0}{r} \left(\frac{\omega^2}{b^2} - i\frac{\omega}{br} - \frac{1}{r^2} \right) \right\}. \quad (8)$$

Второе (зависящее от a) – так:

$$\mathbf{u}_2 = -\frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{a}r}}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{F}_0)}{r} \left(-\frac{\omega^2}{a^2} + 3i\frac{\omega}{ar} + \frac{3}{r^2} \right) + \frac{\mathbf{F}_0}{r} \left(-i\frac{\omega}{ar} - \frac{1}{r^2} \right) \right\}. \quad (9)$$

Здесь $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$. Подробное описание процесса нахождения решения (в координатном виде для действительного точечного источника) можно найти в [2].

Пусть внешняя сила в выражении (7) направлена вдоль оси z :

$$\mathbf{f} = \mathbf{z}_0 F_0 e^{i\omega t} \delta(\mathbf{r}). \quad (10)$$

Тогда

$$\mathbf{u}_1 = \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{b}r}}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\mathbf{n}zF_0}{r^2} \left(-\frac{\omega^2}{b^2} + 3i\frac{\omega}{br} + \frac{3}{r^2} \right) + \mathbf{z}_0 \frac{F_0}{r} \left(\frac{\omega^2}{b^2} - i\frac{\omega}{br} - \frac{1}{r^2} \right) \right\} \quad (11)$$

и

$$\mathbf{u}_2 = -\frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{a}r}}{4\pi\rho\omega^2} \left\{ \frac{\mathbf{n}zF_0}{r^2} \left(-\frac{\omega^2}{a^2} + 3i\frac{\omega}{ar} + \frac{3}{r^2} \right) + \mathbf{z}_0 \frac{F_0}{r} \left(-i\frac{\omega}{ar} - \frac{1}{r^2} \right) \right\}. \quad (12)$$

Оставим только наиболее медленно спадающие слагаемые (в дальнейшем они будут использованы при вычислении потока энергии в волновой зоне):

$$\mathbf{u}_{\sim} = F_0 \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{b}r}}{4\pi\rho b^2} \left\{ -\frac{\mathbf{n}\mathbf{z}}{r^2} + \frac{\mathbf{z}_0}{r} \right\} + F_0 \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{a}r}}{4\pi\rho a^2} \left\{ \frac{\mathbf{n}\mathbf{z}}{r^2} \right\}. \quad (13)$$

В сферических координатах это выражение будет выглядеть так:

$$\mathbf{u}_{\sim} = -F_0 \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{b}r}}{4\pi\rho b^2} \left\{ \sin\theta \frac{\boldsymbol{\theta}_0}{r} \right\} + F_0 \frac{e^{i\omega t - i\frac{\omega}{a}r}}{4\pi\rho a^2} \left\{ \cos\theta \frac{\mathbf{r}_0}{r} \right\}. \quad (14)$$

В итоге после вычислений мы получим следующее выражение для усредненной по периоду плотности радиального потока энергии:

$$\bar{S}_r = \frac{|F_0|^2 \omega^2 \cos^2 \theta}{32\pi^2 \rho a^3 r^2} + \frac{|F_0|^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{32\pi^2 \rho b^3 r^2}. \quad (15)$$

Рассмотрим два частных случая. Если скорости продольных и поперечных волн равны ($a=b$), мы будем иметь следующую формулу вместо (15):

$$\bar{S}_{r1} = \frac{|F_0|^2 \omega^2}{32\pi^2 \rho b^3 r^2}. \quad (16)$$

Проинтегрировав по сфере, мы получим

$$\bar{S}_{tot1} = \frac{|F_0|^2 \omega^2}{8\pi\rho b^3}. \quad (17)$$

Если же скорость продольных волн стремится к бесконечности, мы будем иметь (вместо (15)):

$$\bar{S}_{r2} = \frac{|F_0|^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{32\pi^2 \rho b^3 r^2}. \quad (18)$$

После интегрирования по сфере:

$$\bar{S}_{tot2} = \frac{2}{3} \frac{|F_0|^2 \omega^2}{8\pi\rho b^3} = \frac{2}{3} \bar{S}_{tot1}. \quad (19)$$

Формулы (17) и (19) представляют собой усредненные по периоду мощности потерь на излучение упругих волн (для двух рассмотренных частных случаев).

Обсуждение результатов

Представляет интерес сравнение полученных выше формул с известными результатами для электромагнитного поля. В докладе [1] автором были приведены два выражения, позволяющие формально (не обращая внимания на различие размерностей) сделать следующие из уравнения Ламе соотношения похожими на соотношения для электромагнитного поля:

$$4\pi\rho b^2 = 1, \quad \mathbf{j} = \frac{1}{4\pi\rho b} \mathbf{f}. \quad (20)$$

Во второе выражение (20) входит \mathbf{j} – объемная плотность электрического тока.

Если считать что $b=c$ (c – скорость света), тогда можно связать амплитуду силы F_0 (коэффициент в выражении (10) для точечного силового источника) с амплитудой тока J_0 в вибраторе, создающем электромагнитное поле:

$$F_0 = \frac{J_0}{c}. \quad (21)$$

Подставив все это в формулу (17) для мощности потерь на излучение в случае равенства скоростей продольных и поперечных волн (и считая, что $b=c$), мы получим:

$$\bar{S}_{tot1} = \frac{|J_0|^2 \omega^2}{2c^3}. \quad (22)$$

Чтобы эта формула совпала с усредненной по периоду формулой Лармора [3] (напомним: при усреднении по времени появляется множитель $\frac{1}{2}$), правая часть должна быть умножена на $2/3$. Формально такой же результат получается в случае, когда скорость продольных волн стремится к бесконечности.

- [1] Китаев А.Е. Плотность функции Лагранжа для уравнения Ламе (и формальный переход к уравнениям Максвелла). // Труды XXVI конференции по радиофизике, ННГУ, 2022.
- [2] Стрэтт Дж. В. (лорд Рэлей) Теория звука Т1. – М: ГИТТЛ, 1955.
- [3] Терлецкий Я.П., Рыбаков Ю.П. Электродинамика – М: «Высшая школа», 1990.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ МНОГОПОРШНЕВЫХ ВИБРОУДАРНЫХ МЕХАНИЗМОВ

Е.А. Линева, И.В. Никифорова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В работе изучается динамика многопоршневого виброударного механизма с кривошипно-шатунным возбудителем колебаний, практическая значимость которого заключается в решении проблем забивки различных конструкций, уплотнения грунта с различным коэффициентом прочности и т. д. [1, 2]. Рассматриваемый ударно-вибрационный механизм состоит из корпуса, с расположенным в нем эксцентриковым валом с маховиками на концах. На этом валу установлены эксцентриковые механизмы, каждый из которых состоит из двух эксцентриков r_i , вставленных друг в друга с возможностью изменения положения шайб, что позволяет регулировать величины эксцентритетов и сдвигов по фазам φ_i между ними ($i = 1, 2, \dots, N$). На свободных концах шатунов установлены шарнирно поршни - ударники (ПУ). Эксцентриковые механизмы вместе с шатунами и ПУ преобразуют вращательное с постоянной циклической частотой вращения маховика ω движение вала в возвратно – поступательное движение корпуса относительно стоек. ПУ расположены один внутри другого и ударяются каждый по накопальне [3, 4].

Уравнения движения механизма в безразмерных координатах и параметрах имеют вид

$$\begin{cases} x > f(\tau) \\ \frac{d^2x}{d\tau^2} = -p + \sum_{i=1}^n \lambda_i \mu_i \gamma_i \cos(\tau - \varphi_i) \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} x = f(\tau) \\ \frac{dx}{d\tau} \Big|_+ = -R \frac{dx}{d\tau} \Big|_- + (1 + R) \left(\frac{df(\tau)}{d\tau} \right), \end{cases} \quad (2)$$

где $f_i(\tau) = \varepsilon_i - \mu_i \gamma_i \cos(\tau - \varphi_i)$, $f(\tau) = \max_{\tau} \{f_1(\tau), f_2(\tau), \dots, f_N(\tau)\}$,

$\frac{dx}{d\tau} \Big|_+ = \dot{x}^+$, $\frac{dx}{d\tau} \Big|_- = \dot{x}^-$ – скорость непосредственно после и до удара соответственно,
 $\tau = \omega t$, $x = \frac{y - s_2 - l}{l}$, $\lambda = \frac{m_i}{M + \sum_{i=1}^n m_i}$, $\mu = \frac{r_1}{l}$, $p = \frac{g}{\omega^2}$, $\gamma_i = \frac{r_i}{r_1}$; $\varepsilon_i = \frac{s_i - s_2}{l}$, $i = 1, \dots, N$.

Фазовое пространство системы $\Phi(x \geq f(\tau), \dot{x} < +\infty)$ в координатах x, \dot{x}, τ усечено по x . Поверхность $S(x = f(\tau))$ представляет собой «гофрированную» цилиндрическую поверхность, образованную пересечением N поверхностей $x = f_i(\tau)$. Все фазовые траектории располагаются либо на поверхности S , либо выше ее. Случай $x > f(\tau)$ соответствует свободному движению механизма, а $x = f(\tau)$ – ударному взаимодействию одного из поршней с ограничителем.

Полагая в уравнениях (1)-(2) $N=2$, $i=1,2$, получим уравнения для двухпоршневого виброударного механизма. Исследование динамики проведено с помощью изучения

свойств точечного отображения поверхности Пуанкаре $S(x = f(\tau))$ в себя [5]. На рис. 1а, 1б представлены бифуркационные диаграммы, на которых по оси абсцисс приведены значения частотного параметра p , а по оси ординат – значения последующих скоростей \dot{x}^+ для набора параметров $\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,2; \lambda_2 = 0,3; \gamma = 4; \varepsilon = 0,018; \varphi = 0,52$. 1а соответствует диаграмме с ударами первым поршнем, 1б – с ударами вторым поршнем об ограничитель.

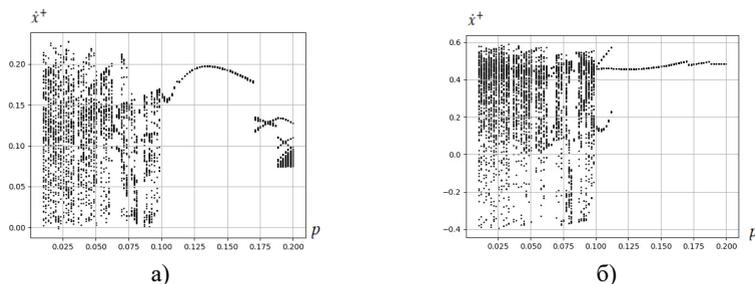


Рис. 1. Бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для значений параметров $\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,2; \lambda_2 = 0,3; \gamma = 4; \varepsilon = 0,018; \varphi = 0,52$.

На рис. 2а, 2б приведены бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для того же набора параметров, что и на рис. 1, но при $\varphi = 1,5$.

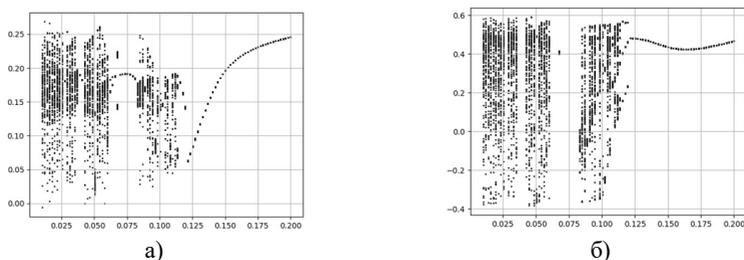


Рис. 2. Бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для значений параметров $\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,2; \lambda_2 = 0,3; \gamma = 4; \varepsilon = 0,018; \varphi = 1,5$.

Сравнивая рис. 1а, 1б и рис. 2а, 2б можно увидеть, что увеличение параметра φ (сдвиг по фазе между эксцентриситетами) приводит к увеличению области периодических режимов – периодический режим движения с поочередными ударами каждым поршнем об ограничитель на рис. 1 наблюдается при $0,12 \leq p \leq 0,17$, а на рис. 2 при $0,12 \leq p \leq 0,2$.

При $N=3$, $i=1,2,3$ получаем уравнения для трехпоршневого виброударного механизма, исследование динамики которого также проведено с помощью изучения свойств точечного отображения поверхности Пуанкаре $S(x = f(\tau))$ в себя.

На рис. 3а, 3б, 3в представлены бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для следующего набора параметров $\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,1; \lambda_2 = 0,2; \lambda_3 = 0,3; \gamma_2 = 3; \gamma_3 = 4; \varepsilon_1 = 0,018; \varepsilon_2 = 0,02; \varphi_2 = 0,52; \varphi_3 = 1,1$. Рис. 3а соответствуют диаграмме с ударами первым поршнем, рис. 3б – с ударами вторым поршнем, а рис. 3в – с ударами третьим поршнем об ограничитель.

На рис. 4а, 4б, 4в приведены бифуркационные диаграммы для тех же значений параметров, что и на рис. 3, но $\varphi_2 = 0,8$ (сдвиг по фазе между первым и вторым эксцентриситетом).

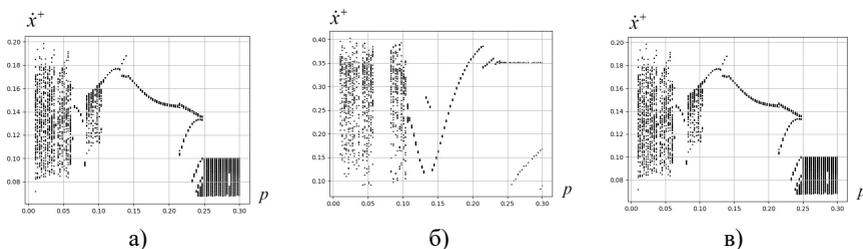


Рис. 3. Бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для значений параметров

$$\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,1; \lambda_2 = 0,2; \lambda_3 = 0,3; \gamma_2 = 3; \gamma_3 = 4; \varepsilon_1 = 0,018; \varepsilon_2 = 0,02; \varphi_2 = 0,52; \varphi_3 = 1,1.$$

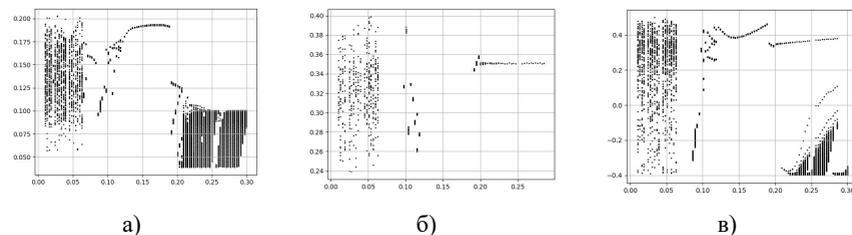


Рис. 4. Бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для значений параметров

$$\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,1; \lambda_2 = 0,2; \lambda_3 = 0,3; \gamma_2 = 3; \gamma_3 = 4; \varepsilon_1 = 0,018; \varepsilon_2 = 0,02; \varphi_2 = 0,8; \varphi_3 = 1,1.$$

Сравнивая рис. 3 и рис. 4 можно заметить, что уменьшение сдвига по фазе между первым и вторым эксцентриситетами приводит к исчезновению в технологическом процессе движения механизма режима с ударом второго поршня об ограничитель (на рис. 4б $0,12 \leq p \leq 0,18$).

На рис. 5а, 5б, 5в приведены бифуркационные диаграммы с теми же значениями параметров, что и на рис. 3, но при $\gamma_2 = 4$. Из приведенных диаграмм видно, что при увеличении данного параметра режим с поочередным ударом каждым поршнем об ограничитель исчезает.

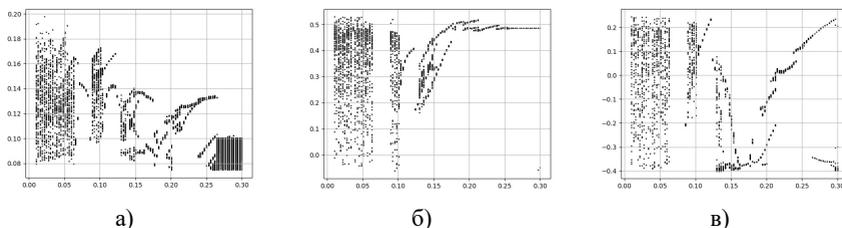


Рис. 5. Бифуркационные диаграммы по частотному параметру p для значений параметров
 $\mu = 0,1; R = 0,3; \lambda_1 = 0,1; \lambda_2 = 0,2; \lambda_3 = 0,3; \gamma_2 = 4; \gamma_3 = 4; \varepsilon_1 = 0,018;$
 $\varepsilon_2 = 0,02; \varphi_2 = 0,52; \varphi_3 = 1,1.$

В работе исследована динамика виброударных механизмов с кривошипно-шатунным возбудителем колебаний. Представлены бифуркационные диаграммы, позволившие изучить влияние основных параметров механизма (место крепления шатунов к поршню-ударнику, длины эксцентриситетов, сдвиг по фазе между ПУ) на его режимы движения. Разработанные методики и результаты численных экспериментов могут быть с успехом использованы в системе управления движением виброударных механизмов при настройке их на основной режим движения (с поочередным ударом каждым поршнем за период).

- [1] Блехман И.И. Синхронизация динамических систем. – М.: Физматгиз, 1971. 894 с.
- [2] Блехман И.И., Джанелидзе Ю.Г. Вибрационное перемещение. – М.: Наука, 1964. 410 с.
- [3] Nikiforova I.V., Igumnov L.A., Metrikin V.S. // Springer Nature Switzerland AG 2021 D. Balandin et al. (Eds.): MMST 2020. 2021. P. 63.
- [4] Igumnov L.A., Metrikin V.S., Nikiforova I.V., Fevral'skikh L.N. // Advanced Structured Materials. 2020. Vol. 137. P. 173.
- [5] Неймарк Ю.И. Метод точечных отображений в теории нелинейных колебаний. – М.: ЛИБРОКОМ, 2010. 472 с.

МОДЕЛЬ МЕТАМАТЕРИАЛА В ВИДЕ ЦЕПОЧКИ СФЕРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ “МАССА-В-МАССЕ”

В.В. Зайцев¹⁾, И.С. Павлов^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Институт проблем машиностроения РАН

Класс веществ со сложно организованной внутренней структурой (микроструктурой) и обладающих уникальными физико-механическими свойствами, которые зачастую даже не встречаются в природе, принято называть *метаматериалами* [1]. Как правило, метаматериал представляет собой сложную периодическую структуру, в узлах которой расположены не материальные точки, а тела малых, но конечных размеров, обладающие внутренними степенями свободы (фуллерены, молекулярные кластеры, нанотрубки, зерна, домены и т. п.).

Характерной особенностью класса метаматериалов является наличие в них «запрещенных зон» частот, т. е. таких частот, на которых волны в материале не могут распространяться. В частности, такими материалами являются *фононные кристаллы* – периодические структуры, в которых длина акустических волн соизмерима с периодом решетки [2]. Спектр частот такого кристалла обладает *запрещенной зоной*, и звуковая волна с частотой, попадающей в такую зону, не сможет проникнуть в фононный кристалл: она частично отразится, а частично затухнет на глубине в несколько длин волн. Таким образом, кристалл не только меняет закон распространения звука, но и полностью заглушает его в определенном диапазоне частот.

Если же в периодической структуре шаг чередования включений намного меньше длины звуковой волны, то такую среду называют *акустическим метаматериалом* [2]. В нем звуковая волна распространяется так, словно она не чувствует отдельные границы раздела, а вместо этого ощущает некую однородную «метасреду» с необычными упругими свойствами, которые можно настраивать.

Для исследования процессов распространения акустических волн в метаматериалах и изучения влияния микроструктуры метаматериала на его физико-механические свойства требуются математические модели, дающие возможность установить соответствие между макроконстантами среды (т. е. коэффициентами уравнений динамики среды) и параметрами ее микроструктуры (т. е. формой и размером частиц и параметрами взаимодействий между частицами). В настоящее время во многих работах такие исследования проводятся с помощью моделей цепочек круглых частиц “масса-в-массе” [3, 4]. Цель данной работы – построить аналогичную модель для случая сферических частиц.

Сначала рассмотрим цепочку больших сферических частиц (частиц 1-го сорта) массы M и с диаметром d_1 . В исходном состоянии их центры масс расположены на расстоянии a друг от друга (рис. 1). Предполагается, что возможные смещения частиц малы по сравнению с периодом a одномерной решетки. Каждая частица обладает шестью степенями свободы: центр масс частицы с номером $N=N(j)$ может смещаться вдоль осей x , y и z (трансляционные степени свободы $u_1^{(j)}$, $v_1^{(j)}$ и $w_1^{(j)}$), а сама частица может поворачиваться вокруг каждой из этих осей (ротационные степени

свободы $\theta_1^{(j)}$, $\psi_1^{(j)}$ и $\varphi_1^{(j)}$) (рис. 2). В этом случае кинетическая энергия частицы $N(j)$ описывается следующей формулой:

$$T_1 = \frac{M}{2}(u_{1t}^2 + v_{1t}^2 + w_{1t}^2) + \frac{J}{2}(\varphi_{1t}^2 + \theta_{1t}^2 + \psi_{1t}^2), \quad (1)$$

где $J_1 = \frac{2}{5}M\left(\frac{d_1}{2}\right)^2 = \frac{1}{10}Md_1^2$ – момент инерции частицы относительно каждой оси, проходящей через ее центр масс.

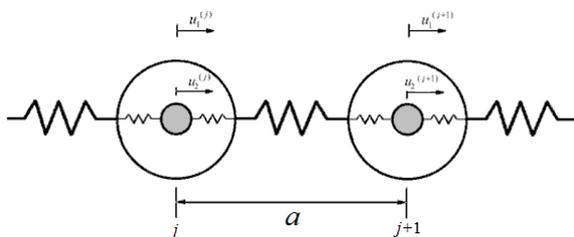


Рис. 1

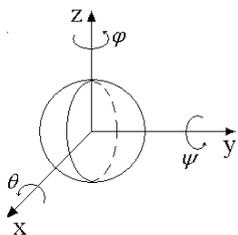


Рис. 2

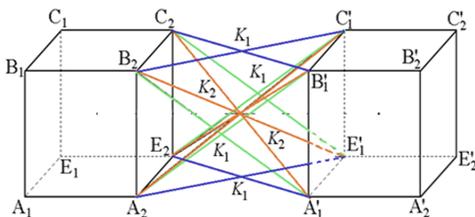


Рис. 3

Считается, что выделенная частица с номером N взаимодействует лишь с ближайшими соседями по решетке, удаленными от нее на расстояние a . Будем считать, что взаимодействия соседних частиц моделируются упругими пружинами двух типов: горизонтальными с жесткостью K_1 (рис. 3, синие и зеленые пружины) и диагональными с жесткостью K_2 (рис. 3, коричневые пружины). Взаимодействие частиц при отклонениях от положения равновесия определяется относительными удлинениями пружин. Для удобства дальнейших вычислений будем считать, что точки соединения этих пружин с частицами лежат в вершинах куба со стороной b_1 , вписанного в шар диаметра d_1 . Тогда потенциальная энергия N -й частицы имеет следующий вид:

$$U_N = \frac{1}{2} \left(\sum_{n=1}^{16} \frac{K_1}{2} D_{1n}^2 + \sum_{n=1}^8 \frac{K_2}{2} D_{2n}^2 \right), \quad (2)$$

где D_{1n} и D_{2n} – удлинения пронумерованных в произвольном порядке пружин K_1 и K_2 , соединяющих частицу с ее соседями. Эти удлинения определяются изменениями расстояний между точками соединения соответствующих пружин. Выразив удлинения пружин, соединяющих частицы N и $N+1$, через смещения и углы поворотов частиц, можно получить формулу для потенциальной энергии N -й частицы первого сорта.

Далее будем считать, что внутри каждой из больших частиц находится малая частица (частица второго сорта) массы m и с диаметром d_2 , соединенная с большой частицей такой же системой пружин с жесткостями K_3 (аналог K_1) и K_4 (аналог K_2). В исходном состоянии центры масс малых частиц совпадают с центрами масс больших частиц и расположены на расстоянии a друг от друга (рис. 4). Каждая малая частица, как и большая, также обладает шестью степенями свободы: трансляционными $u_2^{(j)}$, $v_2^{(j)}$, $w_2^{(j)}$ и ротационными $\theta_2^{(j)}$, $\psi_2^{(j)}$ и $\varphi_2^{(j)}$. По аналогичной процедуре можно получить выражения для кинетической энергии малой частицы и для потенциальной энергии взаимодействия между большой и малой частицами. Затем составим функцию Лагранжа для ячейки данной цепочки, состоящей из частиц двух сортов, и перейдем в континуальное приближение, разложив в ряд Тейлора смещения частиц и их повороты до производных второго порядка.

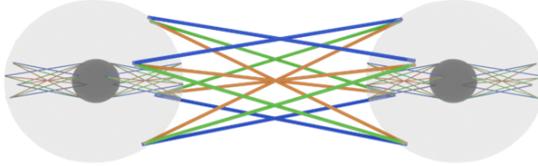


Рис. 4

Из полученной функции Лагранжа с помощью вариационного принципа Гамильтона-Остроградского получим уравнения динамики рассматриваемой цепочки в длинноволновом приближении:

$$\begin{aligned}
 u_{1tt} - c_1^2(4u_{1xx} - a^2u_{1xxxx}) - c_3^2(u_2 - u_1) &= 0, \\
 u_{2tt} + 2c_4^2(u_2 - u_1) &= 0, \\
 v_{1tt} - c_2^2(4(v_{1xx} - \varphi_{1x}) - a^2v_{1xxxx}) &+ c_5^2(2(v_2 - v_1) - R(\varphi_1 + \varphi_2)) = 0, \\
 v_{2tt} + c_6^2(2(v_2 - v_1) + R(\varphi_1 + \varphi_2)) &= 0, \\
 w_{1tt} - c_2^2(4(w_{1xx} + \psi_{1x}) - a^2w_{1xxxx}) &- c_5^2(2(w_2 - w_1) - R(\psi_1 + \psi_2)) = 0, \\
 w_{2tt} - c_6^2(R(\psi_1 + \psi_2) - 2(w_2 - w_1)) &= 0.
 \end{aligned} \tag{3a}$$

$$\varphi_{1tt} - a^2 \left(\beta_2^2 - \frac{1}{2}\beta_1^2 \right) \varphi_{1xx} + 4\beta_1^2(\varphi_1 + v_{1x}) - \frac{1}{2}\beta_3^2(\varphi_2 - \varphi_1) + \tag{36}$$

$$\begin{aligned}
 & +\beta_2^2 \left(\frac{R}{2} (\varphi_1 + \varphi_2) + (v_2 - v_1) \right) + \frac{a^4}{4} (\beta_1^2 + \beta_4^2) \varphi_{1xxxx} = 0, \\
 \varphi_{2tt} + \frac{1}{2} \beta_5^2 (\varphi_2 - \varphi_1) + \beta_6^2 \left(\frac{1}{2} (\varphi_1 + \varphi_2) + \frac{1}{R} (v_2 - v_1) \right) &= 0, \\
 \psi_{1tt} - a^2 \left(\beta_4^2 - \frac{1}{2} \beta_1^2 \right) \psi_{1xx} + 4\beta_1^2 (\psi_1 - w_{1x}) - \frac{1}{2} \beta_3^2 (\psi_2 - \psi_1) + \\
 & + \beta_2^2 \left(\frac{1}{2} (\psi_1 + \psi_2) - \frac{1}{R} (w_2 - w_1) \right) + \frac{a^4}{4} (\beta_1^2 + \beta_4^2) \psi_{1xxxx} = 0, \\
 \psi_{2tt} + \left(\frac{1}{2} \beta_5^2 (\psi_2 - \psi_1) + \beta_6^2 \left(\frac{1}{2} (\psi_1 + \psi_2) + \frac{1}{R} (w_2 - w_1) \right) \right) &= 0, \\
 \theta_{1tt} - \beta_7^2 \left(\theta_{1xx} + \frac{a^2}{4} \theta_{1xxxx} \right) - \frac{1}{2} \beta_8^2 (\theta_2 - \theta_1) &= 0, \\
 \theta_{2tt} + 2\beta_9^2 (\theta_2 - \theta_1) &= 0.
 \end{aligned}$$

В уравнениях (3а,б) введены обозначения:

$$c_1^2 = \frac{a^2 r_1^2}{M} \left(\frac{2K_1}{r_2^2} + \frac{K_2}{r_3^2} \right), \quad c_2^2 = \frac{a^2 b_1^2}{M} \left(\frac{K_1}{r_2^2} + \frac{K_2}{r_3^2} \right), \quad (4)$$

$$c_3^2 = \frac{r_4^2}{M} \left(\frac{2K_3}{r_5^2} + \frac{K_4}{r_6^2} \right), \quad c_4^2 = \frac{M}{m} c_3^2, \quad c_5^2 = \frac{b_2^2}{M} \left(\frac{K_3}{r_5^2} + \frac{K_4}{r_6^2} \right), \quad c_6^2 = \frac{M}{m} c_5^2.$$

$$\begin{aligned}
 \beta_1^2 &= \frac{a^2 b_1^2}{J_1} \left(\frac{K_1}{r_2^2} + \frac{K_2}{r_3^2} \right), \quad \beta_2^2 = \frac{b_1^2}{J_1} \left(\frac{K_1 r_1^2}{r_2^2} \right), \quad \beta_3^2 = \frac{b_2^2 K_3 r_4^2}{J_1 r_5^2}, \\
 \beta_4^2 &= \frac{R^2 b_2^2}{J_1} \left(\frac{K_3}{r_5^2} + \frac{K_4}{r_6^2} \right), \quad \beta_5^2 = \frac{b_2^2 K_3 r_4^2}{J_2 r_5^2}, \quad \beta_6^2 = \frac{J_1}{J_2} \beta_4^2, \\
 \beta_7^2 &= \frac{2a^2 b_1^2 K_1}{J_1 r_2^2}, \quad \beta_8^2 = \frac{b_2^2 K_3}{J_1 r_5^2}, \quad \beta_9^2 = \frac{J_1}{J_2} \beta_8^2.
 \end{aligned} \quad (5)$$

Заметим, что в формуле (4) c_1 и c_2 – скорости продольных и поперечных волн.

Уравнения (3а,б) могут быть полезны для исследования дисперсионных свойств метаматериала, моделируемого цепочкой сферических частиц “масса-в-массе”, с целью нахождения запрещенных зон частот, размер которых зависит от значений параметров микроструктуры этого метаматериала.

[1] Гуляев Ю.В. и др. // Вестник РАН. 2008. Т. 78. №. 5. С. 438.

[2] Deumier P.A. (Ed.) Acoustic Metamaterials and Phononic Crystals // Springer Series in Solid-State Sciences. 2013. Vol. 173.

[3] Guobiao H. et al. // AIP Advances. 2017. Vol. 7. 025211.

[4] Ерофеев В.И. и др. // Акустический журнал. 2022. Т. 68, №. 5. С. 475.

Секция «Математическое моделирование
процессов и систем»

Заседание секции проводилось 28 мая 2024 г.
Председатель – И.С. Павлов, секретарь – О.Н. Минаева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«СТОХАСТИЧЕСКИЕ МУЛЬТИСТАБИЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ»**

Сопредседатели – Б. Спаньолю (Италия), А.А. Дубков, секретарь – О.Н. Минаева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ОТКЛИК МЕМРИСТОРА НА ВНЕШНИЙ ШУМОВОЙ СИГНАЛ

Д.О. Филатов, Д.В. Вржец, А.А. Дубков

*ННГУ им. Н.И. Лобачевского***Введение**

Настоящая работа посвящена исследованию поведения мемристора при воздействии внешних шумов. Мемристор - относительно новый объект исследования, представляющий собой нанoeлектронный прибор на основе конденсаторной структуры, способной изменять сопротивление R в бистабильном (или мультистабильном) режиме под действием напряжения V , приложенного к обкладкам [1]. Мемристоры считаются перспективными для энергонезависимой компьютерной памяти, нейроморфных вычислений и т.д. Их принцип действия основан на образовании и разрыве проводящих шнуров (филаментов) между обкладками. В мемристорах на основе оксидов филаменты состоят из вакансий кислорода (V_O). Разрыв/восстановление филаментов происходит за счет дрейфа/диффузии V_O . Оба процесса имеют стохастическую природу. Таким образом, мемристор представлял собой стохастическую мультистабильную систему. Однако, флуктуационные процессы в мемристорах до сих пор недостаточно изучены, и адекватная стохастическая модель отсутствует. Для описания поведения мемристора под действием внешнего шума можно использовать известные модели мультистабильных стохастических систем, например, модель броуновского движения в бистабильном потенциале [2], которая может быть описана уравнением Ланжевена с источником шума [3]. Если принять R в качестве переменной состояния мемристора и рассмотреть динамику R как движение броуновской частицы в эффективном потенциале $U(R)$ с двумя минимумами, так что напряжение $V = -\partial U / \partial R$ является движущей силой резистивного переключения (РП). Предположим, что частица находится в яме с локальным минимумом при $R = R_{ON}$ (состояние низкого сопротивления, СНС). При приложении напряжения V потенциал $U(R)$ наклоняется, так что частица перемещается в другую яму (состояние высокого сопротивления, СВС) с локальным минимумом при $R = R_{OFF}$ и остается там после выключения V . Это формально моделирует РП из СНС в СВС и эффект памяти. Мемристор можно переключить обратно, подав напряжение противоположного знака.

Известно, что частица в описанной системе может перемещаться между двумя ямами под действием внешних или внутренних шумов. В этом случае зависимость $R(t)$ имеет характерную форму, называемую случайным телеграфным сигналом (СТС) [2]. Средняя частота прыжков называется частотой Крамерса f_K . Ранее реакция мемристора на основе $ZrO_2(Y)$ на гауссовский белый шум была исследована экспериментально [4]. При определенных параметрах шумового сигнала (стандартное отклонение σ и среднее значение V_{vias}) мемристор переключался между СНС и СВС. Пример осциллограммы тока, проходящего через мемристор, $I(t)$ в этом режиме, показан на рис. 1 (кривая 1). Кроме того, на рис. 1 показан пример зависимости $R(t)$ (кривая 2), рассчитанного из $I(t)$ по [4]. Осциллограмма $R(t)$ имеет вид, типичный для СТС. Этот результат подтвердил применимость модели Крамерса к описанию мемристора. Тем не менее, многие аспекты влияния шума на динамику мемристора еще не изучены.

Настоящая работа посвящена дальнейшим исследованиям реакции мемристора на шумовой сигнал. Процедура подготовки образцов и методика проведения эксперимента описаны в [4].

Экспериментальные результаты

На рис. 2 показан пример спектра мощности $S(f)$ тока $I(t)$, показанного на рис. 1 (кривая 1). Спектр мощности $S(f)$ имеет форму Лоренца: $S \sim 1/f^2$ с эквидистантными провалами.

Данный результат говорит о том, что мемристор поглощает энергию шумового сигнала не равномерно по всему спектру, а резонансным образом, на определенных частотах, внутренне присущих мемристор. Заметим, что решение исходной задачи Крамера дает Лоренцев спектр для СТС процесса без провалов. Основное различие между оригинальной моделью Крамера и мемристором заключается в том, что в последнем случае СТС наблюдается в осциллограмме $R(t)$. Для идеализированного мемристора с линейными вольтамперными характеристиками, при подаче на него гауссовского шума $V(t)$, распределение $I(t)$ также является гауссовым. Однако ширина распределения $I(t)$ в СНС больше, чем в СВС [4]. В результате, когда мемристор переключается между СНС и СВС в режиме СТС, интенсивность шумовой составляющей $I(t)$ модулируется синхронно с переключением $R(t)$. Таким образом, провалы в $S(f)$ наблюдаются при f_K и её высших гармониках. Чтобы подтвердить данный вывод, из осциллограмм $R(t)$ были определены средние значения временных интервалов, в течение которых мемристор находится в СНС и в СВС, и соответствующие значения f_K . Полученные результаты согласуются с частотами провалов в спектрах $S(f)$ с точностью до порядка величины. Заметим, что провалы в спектрах $S(f)$ не наблюдались, когда в осциллограммах $R(t)$ не наблюдался СТС. Следует также отметить, что при наличии постоянного смещения V_{bias} в шумовом сигнале $V(t)$ средние значения $I(t)$ в СНС и в СВС также переключаются между двумя значениями в режиме СТС синхронно с $R(t)$ [4]. Данная составляющая $I(t)$ порождает компоненту $1/f^2$ в $S(f)$.

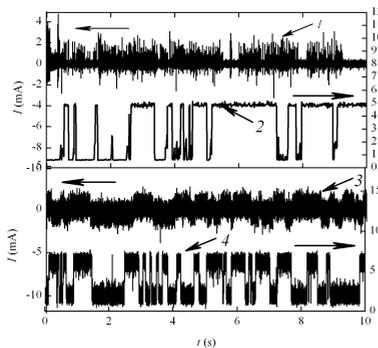


Рис. 1

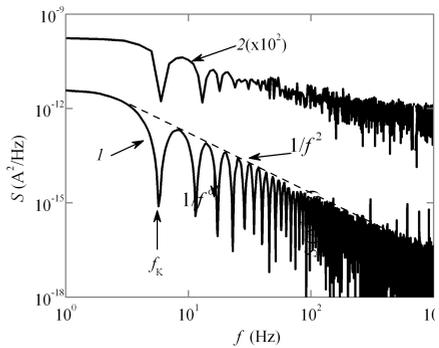


Рис. 2

Моделирование

Чтобы подтвердить вышеприведенные предположения, численно решали уравнение Ланжевена

$$\eta \frac{\partial R}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial R} U(R) + \zeta(t) \quad (1)$$

для симметричного потенциала

$$U(R) = U_0 \left[\left(\frac{R}{\Delta R} \right)^2 - 1 \right]^2, \quad (2)$$

где U_0 – высота барьера между ямами, $\Delta R = R_{\text{OFF}} - R_{\text{ON}}$, η – эффективная вязкость, $\zeta(t)$ – случайное напряжение (внешний шум) с гауссовым распределением с полушириной на полувысоте $\sigma = 0,5$ В.

Эффективную вязкость η для мемристоров, исследованных в эксперименте, оценивали следующим образом. Известно, что время переключения мемристора $\tau \sim 1/V$ (так называемая дилемма "время – напряжение" [5]), так что скорость изменения сопротивления мемристора в процессе переключения $\Delta R/\tau \sim V$. Данное выражение совпадает по форме с законом стационарного движения частицы в вязкой среде:

$$\eta \frac{dx}{dt} = -\frac{\partial W(x)}{\partial x}, \quad (3)$$

где x – координата частицы, $W(x)$ – потенциальная энергия. Для мемристоров, изученных в настоящей работе, $\Delta R \approx 5$ к Ω и $\tau \sim 10^{-6}$ с при $V \sim 5$ В, что даёт оценку $\eta \sim 10^{-9}$ С.

На рис. 1 представлен пример смоделированной осциллограммы $R(t)$ (кривая 4) для $U_0 = 1$ к Ω В, в котором проявляется СТС с $f_K \sim 3$ Гц. Полученное значение f_K согласуется по порядку величины со значениями, наблюдаемыми в эксперименте. На рис. 2 представлен спектр мощности $S(f)$ моделируемой осциллограммы $I(t)$ (показан на рис. 1, кривая 3), которая, в свою очередь, рассчитывалась по формуле

$$I(t) = \frac{\zeta(t) + V_{\text{bias}}}{R(t)}, \quad (3)$$

где $R(t)$ – модельная осциллограмма сопротивления мемристора (рис. 1, кривая 4), $V_{\text{bias}} = 0,4$ В (значение, используемое в эксперименте). Важно отметить, что один и тот

же массив $\zeta(t)$ использовался при решении уравнения (1) и при вычислении $I(t)$. В этом случае $\zeta(t)$ и $R(t)$ полностью коррелированы друг с другом. В противном случае, если бы $\zeta(t)$ и $R(t)$ были независимыми, согласно теореме о свертке, $S(f)$ был бы сверткой спектров $V(t)$ и $R(t)$, которая дает обычный Лоренцев спектр без провалов.

Заключение

В настоящей работе исследован отклик мемристора на основе стабилизированного иттрием диоксида циркония на внешний случайный сигнал, имитирующий гауссов белый шум. Мемристор переключался между состоянием с низким сопротивлением и состоянием с высоким сопротивлением в режиме случайного телеграфного сигнала. Такое поведение характерно для стохастических бистабильных систем. Спектр мощности тока через мемристор при переключении в режиме случайного телеграфного сигнала проявлялся сериями эквидистантных провалов на частотах Крамера и их гармоник на фоне Лоренцева спада. Этот результат указывает на то, что мемристор резонансно поглощает шумовой сигнал не равномерно по всему спектру, а на определенных частотах, внутренне присущих мемристор. Результаты эксперимента были интерпретированы на основе численного моделирования с использованием модели передемпфированного броуновского движения в бистабильном потенциале. Результаты настоящей работы демонстрируют фундаментальные свойства мемристора как стохастической мультистабильной системы.

Финансирование

Работа выполнена в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект «Искусственный интеллект и большие данные в технических, промышленных, природных и общественных системах»). Лабораторные макеты мемристоров для экспериментальных исследований изготовлены в Лаборатории мемристорной наноэлектроники, созданной в рамках Государственного задания FSWR-2022-0009 на создание новых лабораторий для электронной промышленности. Экспериментальные исследования выполнены с использованием оборудования центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н. И. Лобачевского.

- [1] Lee S.H. et al. // Nano Res. 2020. Vol. 13. P. 1228.
- [2] Kramers H.A. // Physica (Utrecht). 1940. Vol. 7. P. 284.
- [3] Wang Z. et al. // Nat. Mater. 2017. Vol. 16. P. 101.
- [4] Filatov D.O. et al. // jSTAT. 2018. P. 124026.
- [5] Menzel S. et al. // Adv. Func. Mater. 2015. P. 6306.

**МНОГОУРОВНЕВЫЕ МЕМРИСТОРНЫЕ СТРУКТУРЫ НА ОСНОВЕ A-SI,
СИНТЕЗИРОВАННЫЕ МЕТОДОМ МАГНЕТРОННОГО РАСПЫЛЕНИЯ**

Д.В. Ичѣткин^{1,2,3)}, М.Е. Ширяев¹⁾, Д.В. Новиков¹⁾,
Е.А. Лебедев¹⁾, В.В. Рыльков^{3,4)}

¹⁾ МИЭТ

²⁾ МФТИ

³⁾ НИЦ «Курчатовский институт»

⁴⁾ Фрязинский филиал ИПЭ им. В.А. Котельникова РАН

Мемристоры являются перспективными элементами при построении нового типа энергонезависимой резистивной памяти с произвольным доступом типа RRAM и нейроморфных вычислительных систем (НВС), поскольку могут обладать малым энергопотреблением при записи/считывании информации, многоуровневым характером резистивного переключения (РП) и потому способны эмулировать ключевые элементы НВС – синапсы [1-3]. В настоящее время наибольший интерес проявляется к мемристорным структурам типа металл-диэлектрик-металл (МДМ) как к системам, которые могут обладать многоуровневым характером РП при больших временах хранения резистивных состояний, а также довольно технологичны в изготовлении и могут быть легко интегрируемы в современную кремниевую микроэлектронную технологию [1-2]. При этом магнетронное распыление, атомно-слоевое осаждение, разновидности химического осаждения из паровой фазы (PECVD, MOCVD) являются наиболее распространенными методами создания МДМ мемристоров (см. Главы 4-7 в [4]), поскольку позволяют получать качественные диэлектрические и металлические покрытия на большой площади, совместимые с традиционными процессами создания КМОП-микросхем.

Впечатляющие успехи в разработке масштабируемых мемристоров с квазианалоговым характером РП были продемонстрированы в [5], в которой исследовался эффект РП в структурах Cu-Ag/a-Si/p⁺⁺-Si на основе тонких слоев (5 nm) аморфного кремния (a-Si). Наблюдаемые в данной системе многоуровневые РП были объяснены электромиграцией из композитного Ag-Cu электрода подвижных атомов Ag и более подвижных атомов Cu, склонных к образованию силицидов и стабилизирующих образующиеся «сплавные» металлические Ag-Cu наномостики [5]. Однако, продемонстрированная устойчивость к циклам переключения из высокоомного (OFF) в низкоомное состояние (ON) и обратно (или циклам записи/стирания) оказалась невысокой (~100), хотя при квазинепрерывных переходах между состояниями OFF и ON число циклов РП превышало 10⁵. Определенным недостатком структур Cu-Ag/a-Si/p⁺⁺-Si являлись заметные токи ограничения I_c (потребления) при РП, превышающие 1 mA. Однако, несомненным достоинством разработанных в [5] структур является их бесформовочный характер РП, масштабируемость и возможность создания массива мемристоров в матричном исполнении в плотной кроссбар-архитектуре, совместимой с Si технологией (в [5] продемонстрирована возможность создания пассивных матриц 32x32).

Другой пример реализации больших массивов мемристорных матриц был продемонстрирован на примере структур Au-Ag/i-SiOx/p⁺⁺-Si на основе естественного (собственного) SiOx (далее будем обозначать как i-SiOx) [6]. Оказалось, что i-SiOx толщиной 2-3 nm обладает весьма однородными свойствами, позволившими

продемонстрировать в [6] довольно малую вариативность структур в РП как от цикла к циклу ($C2C = 1.1\%$), так и от устройства к устройству ($D2D = 2.6\%$); была показана также высокая устойчивость структур к РП ($>5 \cdot 10^5$ циклов). Однако, такие структуры требовали электроформовки (напряжения до 6 В), что является их недостатком при интеграции с современными КМОП микросхемами, работающими при напряжениях <3 В. Кроме того, структуры требовали достаточно большие токи ограничения $I_c = 1-10$ мА при РП [6].

Один из развиваемых в настоящее время подходов в стабилизации РП структур МДМ связан с введением в их активную область дополнительных слоев (барьерных), препятствующих движению ионов [7]. В данной работе предпринята попытка такой стабилизации в структурах на основе а-Si за счет введения барьерного слоя из i-SiOx между слоем а-Si и подложкой (электродом) p⁺⁺-Si, который дополнительно бы приводил к снижению токов ограничения I_c при РП.

Исследования вольт-амперных характеристик (ВАХ) полученных мемристивных структур и эффектов резистивного переключения проводились при комнатной температуре с использованием многофункционального источника-измерителя KEITHLEY 2636B и аналитической зондовой станции SWIN EPS4. ВАХ измерялись в режиме ограничения по току с заземленным нижним электродом структур и увеличением напряжения смещения верхнего электрода по линейно-ступенчатому закону в последовательности от $0 \rightarrow +6 \rightarrow -6 \rightarrow 0$ В с шагом 0.1 В длительностью ступеньки 50 ms. Количество циклов развертки, амплитуда шага и его длительность задавались программным образом.

Количество возможных состояний РП определялось путем изменения напряжения РП в диапазоне от 3 до 3.5 В при токе ограничения $I_c = 1$ мА. В результате экспериментов было обнаружено 4 стабильных состояния, которые сохранялись более 10 min, что демонстрируется данными на рис. 2. Чтение состояний в этих экспериментах осуществлялось путем подачи на структуру импульсов напряжения амплитудой 0.1 В длительностью 50 ms.

Изучение устойчивости структур к деградации при циклических переключениях (endurance) проводили при последовательной подаче импульсов напряжения длительностью 50 ms: $U_{set} \rightarrow U_r \rightarrow U_{reset} \rightarrow U_r$, где $U_{set} = +2.5$ В – напряжение записи, переводящее структуру в низкоомное состояние, $U_r = 0.1$ В – напряжение чтения и $U_{reset} = -2.5$ В – напряжение стирания (reset) или возвращения структуры в исходное состояние. Количество переключений между состояниями R_{off} и R_{on} в исследуемой структуре превышает 10^4 (см. рис. 3).

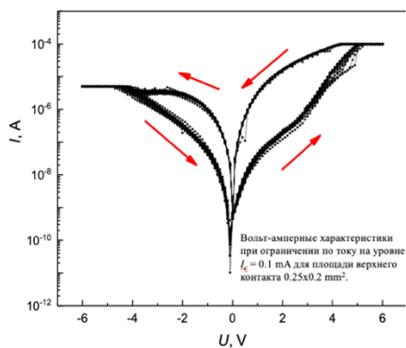


Рис. 1

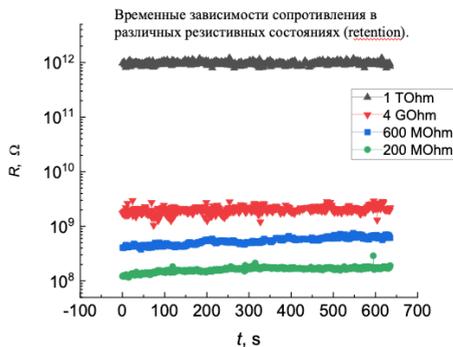


Рис. 2

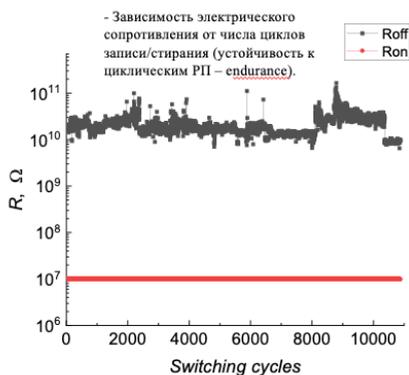


Рис. 3

Схематическое изображение в режиме резистивного переключения в низкоомное состояние R_{off} . Символы серого цвета иллюстрируют Ag, а красного – Cu. Овалом обозначено место ПИ.

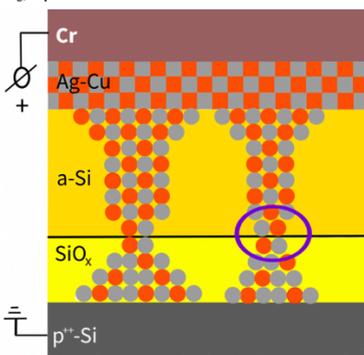


Рис. 4

Обнаруженные стабильные РП структур Cr/Cu-Ag/a-Si/i-SiO_x/p⁺⁺-Si при относительно малых токах ограничения $I_c \leq 0.1$ mA мы связываем с тем, что коэффициент диффузии Cu в Si на 2 порядка больше, чем в SiO₂, тогда как коэффициент диффузии для Ag приблизительно одинаковы [8, 9]. В результате в a-Si согласно модели, предложенной в [10], формируются «утолщенные» электрически прочные сплавные нанопровода Cu-Ag, которые определяют положения областей РП в i-SiO_x. Именно фиксация областей РП вблизи интерфейса a-Si/i-SiO_x (рис. 4) и определяет на наш взгляд увеличение устойчивости разработанных структур к РП по аналогии с РП структур на основе наноконфигураций в режиме многофиламентного переключения [10]. Важно также, что в рассмотренном случае существенно снижаются токи ограничения при РП.

Выводы

В работе синтезированы структуры Cr/Cu-Ag/a-Si/i-SiO_x/p⁺⁺-Si на основе аморфного кремния и естественного его оксида с использованием технологий магнетронного осаждения и термического напыления, которые обладают стабильными многоуровневыми резистивными переключениями при более чем на порядок меньших токах потребления, чем в структурах на основе a-Si [5] или i-SiO_x [6]. Полученные результаты демонстрируют обнадеживающие перспективы использования разработанной мемри-стивной структуры при создании энергоэффективных нейроморфных вычислительных систем и могут способствовать дальнейшему развитию разработанной технологии.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-19-00171), а также госзадания НИЦ «Курчатовский институт» (структурные исследования образцов).

- [1] Emelyanov A.V., Nikiruy K.E., Serenko A.V., Sitnikov A.V., Presnyakov M.Yu., Rybka R.B., Sboev A.G., Rylkov V.V., Kashkarov P.K., Kovalchuk M.V., Demin V.A. // *Nanotechnology*. 2020. Vol. 31. P. 045201.
- [2] Demin V.A., Nekhaev D.V., Surazhevsky I.A., Nikiruy K.E., Emelyanov A.V., Nikolaev S.N., Rylkov V.V., Kovalchuk M.V. // *Neural Networks*. 2021. Vol. 134. P. 64.
- [3] Matsukatova A.N., Ilyasov A.I., Nikiruy K.E., Kukueva E.V., Vasiliev A.L., Goncharov B.V., Sitnikov A.V., Zanaevskina M.L., Bugaev A.S., Demin V.A., Rylkov V.V., Emelyanov A.V. // *Nanomaterials*. 2022. Vol. 12. P. 3455.
- [4] Valov I., Dimitrakis P., Tappertzhofen S. (Eds.) // *Metal Oxides for Non-Volatile Memories: Materials, Technology and Applications*. Elsevier, 2022. P. 536. ISBN: 978-0-12-814629-3
- [5] Yeon H., Lin P., Choi C., Tan S.H., Park Y., Lee D., Lee J., Xu F., Gao B., Wu H., Qian H., Nie Y., Kim S., Kim J. // *Nat. Nanotechnol.* 2020. Vol. 15. P. 574.
- [6] Ma Z., Ge J., Chen W., Cao X., Diao S., Liu Z., Pan S. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2022. Vol. 14. P. 21207.
- [7] Banerjee W., Liu Q., Hwang H. // *J. Appl. Phys.* 2020. Vol. 127. P. 051101.
- [8] McBrayer J.D., Swanson R.M., Sigmon T.W. // *J. Electrochem. Soc.* 1986. Vol. 133. P. 1242.
- [9] Jassim M.M., Hussain A.O. // *Iraqi Journal of Applied Physics*. 2021. Vol. 17. P. 21.
- [10] Martyshev M.N., Emelyanov A.V., Demin V.A., Nikiruy K.E., Minnekhanov A.A., Nikolaev S.N., Taldenkov A.N., Ovcharov A.V., Presnyakov M.Yu., Sitnikov A.V., Vasiliev A.L., Forsh P.A., Granovskiy A.B., Kashkarov P.K., Kovalchuk M.V., Rylkov V.V. // *Phys. Rev. Applied*. 2020. Vol. 14. P. 034016.

ДИНАМИКА СИСТЕМЫ ФИТЦХЬЮ – НАГУМО С ИНТЕГРАЦИЕЙ МЕМРИСТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

И.М. Кипелкин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время отмечается значительный прогресс в развитии структур и материалов, основанных на эффекте резистивного переключения (РП). Одним из примеров таких структур является мемристор – наноструктурный резистор с памятью, изменяющий свою проводимость под воздействием электрического заряда [1]. Особое внимание здесь сосредоточено на структурах типа «металл-изолятор-металл», обладающих гистерезисной вольт-амперной характеристикой, что свидетельствует о возможности использования таких структур в качестве элементов для проектирования спайковых нейронных сетей (SNN) [2]. Исследования показывают, что мемристоры не только способны эффективно воспроизводить ключевые функции биологических нейронов и синапсов [3], включая синаптическую пластичность, но и также идеально подходят для имитации динамики ионных каналов в нейронах. Для моделей нейронов, описывающих ионные каналы, обработка и кодирование информации может быть описана динамикой потенциала действия. Однако из-за характерной стохастичности и чувствительности мемристоров к пороговому напряжению, влияющим на динамические процессы, необходимо провести более глубокие теоретические исследования, позволяющие управлять поведением устройств и предотвращать нежелательные эффекты за счёт оперативного управления.

На основании вышеперечисленных источников и существующих проблем в данной работе представлена математическая реализация нейрона на основе интеграции мемристивных материалов $\text{Au/Ta/ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)/\text{Pt/Ti}$ и $\text{Au/Ta/ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)/\text{Pt/Ti}$ в систему Фитцхью – Нагумо для имитации ионных каналов. Показано, что модель воспроизводит качественное совпадение основных характеристик и свойств потенциала действия. Кроме того, при изучении временной области было проиллюстрировано, что модель не только способна воспроизводить бистабильную динамику, но и при определенных параметрах проявляет поведение, похожее на типичную для реальных нейронов пачечную (бёрстовую) активность с заданным количеством импульсов в пачке.

Динамика нейронной активности в данной работе определялась редуцированной моделью нейронов Фитцхью – Нагумо (ФХН). Эта модель основывается на предположении, что ионные токи, связанные с проведением нервных импульсов, могут быть разделены на быстро и медленно действующие компоненты, отвечающие за генерацию спайка и восстановления покоя мембраны соответственно. Математическое описание модели вводится на основании закона Кирхгофа. Действие ионных каналов в классической модели ФХН описывается полиномом третьей степени. В представленной работе полином третьей степени заменен мемристивной нелинейностью, экспериментально полученной в результате исследования структур $\text{Au/Ta/ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)/\text{Pt/Ti}$ и $\text{Au/Ta/ZrO}_2(\text{Y}_2\text{O}_3)/\text{Pt/Ti}$. Таким образом, мемристоры в работе имитируют ионные каналы нейрона.

Для создания мемристивных структур на стеклянной подложке использовалась вакуумная система для осаждения тонких пленок Torr International® 2G1-1G2-EB4-TH1, а также стандартное оборудование для фотолитографии. Пленка $\text{ZrO}_2(\text{Y})$ нанесена

методом высокочастотного магнетронного распыления мишени, спрессованной из смеси порошков ZrO_2 (88% мол.) и Y_2O_3 (12% мол.). Определение электрических характеристик в непрерывном и импульсном режимах проводилось с помощью анализатора полупроводниковых приборов Agilent B1500A со скоростью сканирования 7.25 В/с. Математическая модель мемристивных устройств представляет из себя множества сложных функций, основываясь на процессах потенцирования и депрессии. Данные процессы используют различные длительности импульсов и амплитуды стимуляции для подтверждения регулируемой проводимости мемристора.

В результате исследования, показано, что модель демонстрирует качественное совпадение основных характеристик и свойств потенциала действия, включая: существование порогового значения деполяризующего потенциала, выполнение закона «Все или ничего», а также наличие периодов рефрактерности, включая абсолютную и относительную рефрактерность. В дополнение к этому, величиной внешнего напряжения можно регулировать один из трех основных динамических режимов – возбудимый, би-стабильный и колебательный. Было замечено, что путем подбора параметров модель качественно демонстрирует поведение, похожее на типичную для реальных нейронов пачечную (бёрстовую) активность с разным количеством импульсов в пачке (от 2 до 8 штук), при продолжительном внешнем прямоугольном воздействии. С математической точки зрения такую активность называют условной, так как повторяющиеся пачки возникают только при определенных значениях параметров системы. Помимо имитации ионной динамики, использование встречно-параллельного соединения двух мемристивных структур может демонстрировать механизм синаптической потенциации.

Благодаря ионным механизмам мемристивных структур возможно точное воссоздание множества биологических процессов и функций, которые имеют решающее значение для процессов обучения и памяти. Это открывает новые перспективы в области разработки аппаратных средств для биоэлектронных интерфейсов, способных получать и классифицировать нейрональную активность в режиме реального времени [4], что имеет важное значение для исследований свойств нервной системы.

- [1] Chua L. // Memristor-the missing circuit element. IEEE Transactions on circuit theory. 1971. Vol. 18. P. 507.
- [2] Sun K., Chen J., Yan X. // The future of memristors: Materials engineering and neural networks. Advanced Functional Materials. 2021. Vol. 31. P. 2006773.
- [3] Kipelkin I.M. // Synchronization of memristive neuronal oscillators. Journal of Radio electronics. 2024. №. 4.
- [4] Wu Z. // A habituation sensory nervous system with memristors. Advanced Materials. 2020. Vol. 32. P. 2004398.

ТЕСТИРОВАНИЕ ГЕНЕРАТОРОВ ШУМА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МЕМРИСТОРНЫХ СИСТЕМ

А.В. Клюев, А.В. Якимов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Приводятся результаты тестирования генераторов белого гауссова шума, встроенных в комплексный анализатор ADSViewer2 [1]. Эти генераторы используются для исследования влияния шума на поведение стохастических мультистабильных систем, на основе которых может быть описана работа мемристоров [2, 3].

Характеристики генераторов

Тестировались три генератора целочисленных псевдослучайных последовательностей N_i , $i = [1, N_{\text{tot}}]$: (LV) – виртуальный генератор LabVIEW; (N16) – суперпозиция 16 равномерно распределённых случайных величин; (NL) – нелинейное преобразование отсчётов генератора равномерно распределённых случайных величин.

Генерировались последовательности, содержащие $N_{\text{tot}} = 10^6$ псевдослучайных отсчётов N со средним значением $\langle N \rangle = 0$ и стандартом $\sigma_N = 2^{11} = 2048$. Частота генерации отсчётов условно принята равной $f_s = 3$ кГц. Анализируются осциллограммы, гистограммы (с расчётом первых четырёх кумулянтов), спектры и биспектры. Для этого использовались встроенные функции анализатора [1].

При анализе осциллограммы использовались два режима просмотра: вся осциллограмма, $i = [1, N_{\text{tot}}]$; пошаговый просмотр по 1000 точек. Этот анализ носит чисто вспомогательный характер.

Анализ гистограммы

Гистограмма является оценкой функции плотности вероятностей $W(N)$. Она представлена на рис. 1. Все полученные отсчёты N сортируются в 50 равных интервалов. Число этих интервалов, в соответствии с удобством дальнейшего анализа, может быть произвольно изменено.

На рис. 1 верхняя (чёрная) кривая соответствует генератору LV; следующая (синяя) кривая – N16; нижняя (красная) – NL.

Проверялось выполнение условия нормировки. Вычислялись оценки следующих параметров: среднее $\langle N \rangle$; стандарт σ_N ; коэффициенты асимметрии γ_3 и эксцесса γ_4 . Эти оценки приведены в таблице ниже.

Оценки среднего оказались ближе всего к заданному нулевому значению для генераторов N16 и NL (около ± 1); для генератора LV имеем $\langle N \rangle \approx 5$. Оценки стандарта для всех трёх генераторов совпадают, с удовлетворительной точностью, с заданным значением, $\sigma_N \approx 2048$. Оценки коэффициентов асимметрии и эксцесса являются мерой

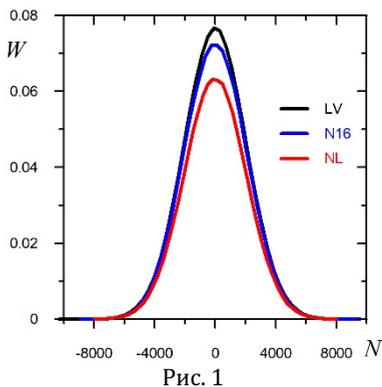


Рис. 1

отклонения от закона Гаусса, для которого они должны быть равны нулю. Минимальные значения этих оценок получены для генератора LV, не более 10^{-5} ; для двух других генераторов имеем (по модулю) примерно от 10^{-3} до 0.1.

Анализ спектра и биспектра

Для оценки спектров $S(f)$ использовалось 1024-точечное быстрое преобразование Фурье (БПФ). При выбранной длине генерируемых псевдослучайных последовательностей это даёт 976 усредняемых спектрограмм. Теоретическая погрешность оценки каждого (из трёх) спектра составляет 3.2 процента.

Обнаружилось, что (в пределах экспериментальной погрешности σ_S) оценки спектров не зависят от частоты анализа, $S(f) = S_0$, см. рис. 2. Значения оценок S_0 , а также их погрешностей σ_S приведены в таблице.

Следует учесть, что анализировались целочисленные последовательности с условной частотой дискретизации f_s . В экспериментальных приложениях величина спектра и доступный диапазон анализируемых частот определяются используемым цифро-аналоговым преобразователем (ЦАП) и последующим за ним усилителем.

Биспектр является комплексной функцией двух частот, $B = B(f_1, f_2)$. Он определяется двумерным преобразованием Фурье от третьей кумулянтной функции исследуемого процесса, см., например, [4].

Для гауссова случайного процесса биспектр равен нулю, $B = 0$. Таким образом, так же как оценка коэффициентов асимметрии γ_3 и эксцесса γ_4 , оценка биспектра может служить мерой негауссовости генерируемых псевдослучайных последовательностей.

Для оценки биспектра использовалось двойное БПФ, по 512 точек для каждой переменной. Здесь приводятся результаты для модуля биспектора, $B_s = |B(f, f)|$, полученные для трёх анализируемых последовательностей, см. рис. 3 и таблицу. Обнаружилось, что на биспекторе, в пределах экспериментальной погрешности σ_B , модуль биспектра не зависит от частоты анализа f . Более того, в пределах 95-процентного доверительного интервала, составляющего $3\sigma_B$, величины биспектров можно считать равными нулю, что соответствует гипотезе о гауссовости генерируемых последовательностей.

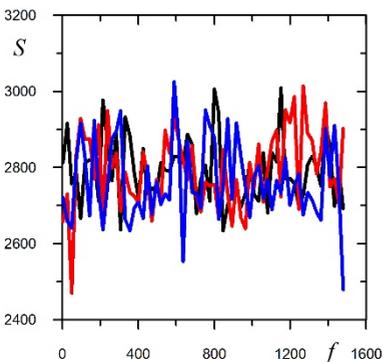


Рис. 2

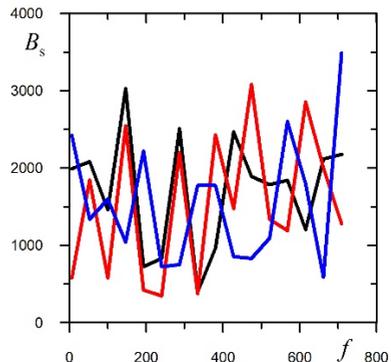


Рис. 3

Обсуждение и выводы

Сводка полученных результатов приводится в таблице ниже.

Табл.

Генератор:	LV	N16	NL
Среднее $\langle N \rangle$	4.7	-1.2	1.3
Стандарт σ_N	2048	2048	2048
Асимметрия γ_3	5×10^{-4}	-3×10^{-3}	2×10^{-3}
Экссесс γ_4	10^{-3}	-8×10^{-2}	1.1×10^{-2}
Спектр S_0	2800	2800	2800
Погрешность σ_S	90	100	90
Бисектор B_s	1540	1570	1430
Погрешность σ_B	49 %	52 %	54 %

Из таблицы видно, что все три генератора могут использоваться для исследования влияния белого гауссова шума на поведение стохастических мультистабильных систем. Однако требуются дополнительные комментарии по преобразованию генерируемых целочисленных псевдослучайных последовательностей в аналоговый шум, используемый в экспериментах с применением ЦАП, см., например, [5]. Надо определиться с характеристиками ЦАП, подающего аналоговый шум на вход системы.

Принимаем во внимание разрядность ЦАП (M_{DAC} , в битах), а также допустимый диапазон отсчётов $N_{max} = 2^{M_{DAC}}$. Этот диапазон должен быть достаточно большим по сравнению с σ_N .

Вводим так называемый «запас разрядности ЦАП», $K_{DAC} = N_{max} / 2\sigma_N$.

Пусть $K_{DAC} = 2$, то есть диапазон ЦАП в два раза больше, чем $2\sigma_N$. В этом случае около 4.6 процентов исходного шума приведёт к переполнению ЦАП. Увеличение до $K_{DAC} = 3$ приведёт к переполнению ЦАП в случае 0.26 процентов (при генерации 1 млн. отсчётов примерно 2600 из них будут приводить к переполнению ЦАП). Если этот результат считается неприемлемым, можно использовать $K_{DAC} = 8$, то есть 16-разрядный ЦАП. При $\sigma_N = 2^{11} = 2048$ переполнения ЦАП практически не будет.

Заключение

Приведены результаты тестирования генераторов белого гауссова шума, встроенных в комплексный анализатор ADSViewer2 v0.15 [1], используемых для исследования влияния шума на поведение стохастических мультистабильных систем, на основе которых может быть описана работа мемристоров [2, 3].

Определено значение стандарта шума, предельно допустимое для дальнейшего использования в ЦАП.

Даны рекомендации по использованию указанных генераторов для исследования стохастических мультистабильных мемристормых систем.

Настоящая работа поддержана следующими проектами.

Комплексное исследование флуктуационных явлений в мультистабильных системах для создания новых поколений электронных устройств и нейроморфных технологий искусственного интеллекта на основе мемристивных материалов (Грант

Правительства Российской Федерации от 21 мая 2018 г. № 074 02 2018 330). № темы: Н-334-21. Руководитель: Спаньоло Б. (2018–2020 гг.).

Комплексное исследование флуктуационных явлений в мультистабильных системах для создания новых поколений электронных устройств и нейроморфных технологий искусственного интеллекта на основе мемристивных материалов (Соглашение между Минобрнауки РФ и ННГУ о предоставлении из федерального бюджета грантов в форме субсидий в соответствии с пунктом 4 статьи 78.1 Бюджетного кодекса Российской Федерации, г. Москва, 10 июня 2021 г. № 075 15 2021 640). № темы: Н-334-21. Руководитель: Спаньоло Б. (2021 г.).

Решаемые задачи связаны с работами, выполняемыми при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, Программа стратегического академического лидерства «Приоритет 2030», Стратегический проект «Фундаментальные основы технологий будущего», задача 2.

- [1] Андронов А.А., Беляков А.В., Гурьев В.А., Якимов А.В. // В кн.: Тр. 2-го рабочего совещания по проекту НАТО SfP-973799 Полупроводники, Апрель 2002 г. / Ред. А.В. Якимов. – Н. Новгород: ТАЛИАМ, 2002. С. 38. (English abstract: P. 45). http://old.rf.unn.ru/NATO/2ws/SfP2_Andronov.pdf.
- [2] 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. // *J. of Statistical Mechanics: Theory and Experiment*. 2020. Vol. 2020. P. 024005. <https://doi.org/10.1088/1742-5468/ab69ff>.
- [3] 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. <https://doi.org/10.1016/j.chaos.2021.110723>.
- [4] Yakimov A.V., Belyakov A.V., Perov M.Yu., Vandamme L.K.J. // *Proc. SPIE*. Vol. 5115 *Noise and Information in Nanoelectronics, Sensors, and Standards*, edited by Laszlo B. Kish, Frederick Green, Giuseppe Iannaccone, John R. Vig, (SPIE, Bellingham, WA, 2003). P. 40. DOI: 10.1117/12.499828.
- [5] Беляков А.В., Якимов А.В. // *Изв. ВУЗов. Радиофизика*. 2002. Т. 45, №. 6. С. 533. – Belyakov A.V., Yakimov A.V. // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2002. Vol. 45, No. 6. P. 487. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1019972803508>.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ *IN VITRO* НЕЙРОНАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ ГИППОКАМПА МОЗГА ЛАБОРАТОРНЫХ МЫШЕЙ НА ОТКЛИК МЕМРИСТИВНОГО УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ $ZrO_2(Y)$

М.Н. Коряжкина¹⁾, А.В. Лебедева¹⁾, И.Н. Антонов¹⁾, А.В. Бельтюкова¹⁾,
Д.Д. Пахомова¹⁾, Е.Д. Будылина¹⁾, А.Н. Михайлов¹⁾, Б. Спаньоло^{1,2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Университет Палермо

Эпилепсия является одним из наиболее распространенных нейродегенеративных заболеваний [1]. Считается, что такие заболевания напрямую связаны со специфическими аномалиями динамики нейрональной активности [2]. В перспективе эти аномалии могут быть подавлены при помощи, например, нейропротезирования. Стоит отметить, что нейрональная активность является сигналом аналогового типа, поэтому для обработки таких сигналов современные нейропротезы реализуют на основе множества элементов классической электронной компонентной базы, что приводит к усложнению схемотехнических решений, уменьшению энергоэффективности, увеличению размеров и удорожанию конечного устройства.

Благодаря естественной возможности аналогового изменения проводимости (или резистивного состояния) нового элемента электронной компонентной базы – мемристорного устройства, его рассматривают как основной строительный блок нового поколения нейроморфных систем, способных имитировать функции нейронов и синапсов. В настоящее время активно изучаются возможности и способы использования мемристорных устройств в качестве электронных синапсов в нейропротезах нового поколения [3].

Данная работа посвящена результатам исследования влияния параметров нейрональной активности на отклик мемристорного устройства на основе стека $Ta/ZrO_2(Y)/Pt$ в форме изменения его резистивного состояния. Детальную информацию о технологии изготовления мемристорного устройства и схематическое изображение экспериментальной установки можно найти в [4]. Исследования были реализованы при помощи зондовой станции Everbeing EB-6, анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A и многофункционального устройства ввода-вывода National Instruments USB-6361.

Регистрация нейрональной активности в срезах гиппокампа мозга лабораторных мышей (*in vitro*) без патологий осуществлялась путем одноканальной регистрации с помощью пэтч-микроэлектродов, оптического микроскопа Scientifica и усилителя биосигналов НЕКА ЕРС10. Нейрональная активность *in vitro* представляла собой вызванные электрическим стимулом локальные полевые потенциалы. В качестве параметров нейрональной активности были выбраны такие величины, как амплитуда и частота генерации локальных полевых потенциалов.

С целью выполнения вышеуказанного исследования на мемристорное устройство циклически подавался управляющий сигнал, состоящий из одного переключающего в состояние с высоким/низким сопротивлением импульса положительной/отрицательной полярности и серии из 100 импульсов, каждый из которых представлял собой нейрональную активность отрицательной/положительной полярности с фиксированной амплитудой A . Чтение резистивного состояния осуществлялось после каждого

импульса. Схематическое изображение одного цикла управляющего сигнала с нейрональной активностью разной полярности показано на рис. 1 и 2. Выбранный диапазон величины A покрывал диапазон напряжений, при которых реализуются изменения резистивного состояния на вольтамперных характеристиках мемристивного устройства (рис. 3). Частота генерации нейрональной активности была выбрана в соответствии с частотой, при которой в живых системах реализуются долговременная потенция (усиление эффективности передачи информации между двумя нейронами в результате внешнего воздействия) или долговременная депрессия (наоборот, ослабление этой эффективности) [5].

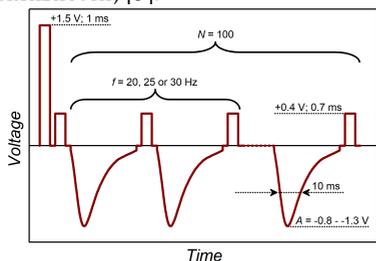


Рис. 1

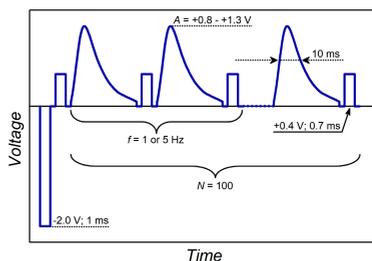


Рис. 2

Исследованное мемристивное устройство демонстрировало высокую стабильность основных параметров резистивного переключения (таких как токи в разных резистивных состояниях и напряжения резистивного переключения) и выносливость к многократному резистивному переключению, достаточные для выполнения вышеуказанного исследования, о чем свидетельствуют результаты предварительной характеристики устройства, приведенные на рис. 3 и 4. На рис. 3 приведены 100 вольтамперных характеристик (серым) мемристивного устройства и усредненная вольтамперная характеристика (черным). На рис. 4 приведены результаты исследования выносливости мемристивного устройства к многократному резистивному переключению, а именно, зависимости тока через мемристивное устройство при чтении в состоянии с высоким и низким сопротивлением.

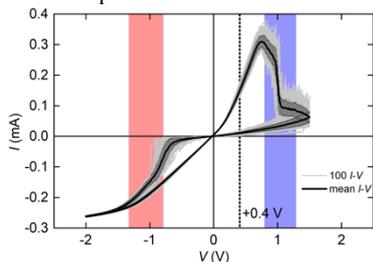


Рис. 3

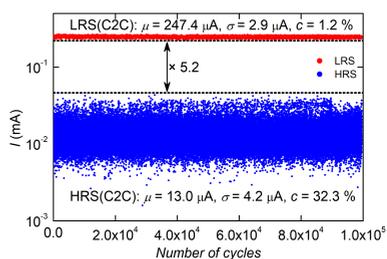


Рис. 4

На рис. 5 и 6 приведены усредненные (от цикла к циклу приложения управляющего сигнала) зависимости тока через мемристивное устройство при чтении от количества чтений в исследованиях с нейрональной активностью разной амплитуды. Данные,

приведенные на рис. 5, получены при использовании нейрональной активности отрицательной полярности с частотой 30 Гц, а на рис. 6 – при использовании нейрональной активности положительной полярности с частотой 5 Гц. Показано, что при каждом последующем приложении импульса нейрональной активности с отрицательной полярностью происходит плавное увеличение тока через мемристивное устройство, интерпретируемое как долговременная потенциация в живых системах. Причем при малых A ($-0,8$ и $-0,9$ В) увеличение тока происходит более плавно.

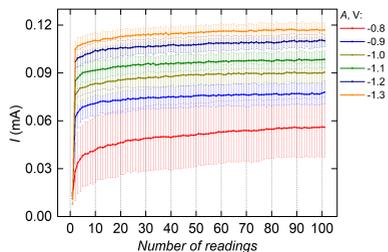


Рис. 5

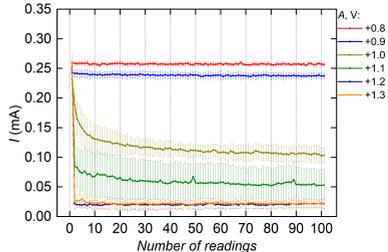


Рис. 6

В то же время, при малых A нейрональной активности положительной полярности ($+0,8$ и $+0,9$ В) мемристивное устройство вообще не изменяет своего резистивного состояния. Увеличение A до $+1,0$ и $+1,1$ В приводит к плавному уменьшению тока через мемристивное устройство с каждым последующим приложением нейрональной активности, то есть реализации процесса, интерпретируемого как долговременная депрессия в живых системах. Дальнейшее увеличение A до $+1,2$ и $+1,3$ В приводит к переключению мемристивного устройства в состояние с высоким сопротивлением или близкое к нему.

На рис. 7 – 9 приведены усредненные (от цикла к циклу приложения управляющего сигнала) токовые отклики мемристивного устройства на конкретный в серии импульс нейрональной активности отрицательной полярности с частотой 30 Гц и разной амплитудой: $-0,8$ (рис. 7), $-0,9$ (рис. 8) и $-1,3$ (рис. 9) В.

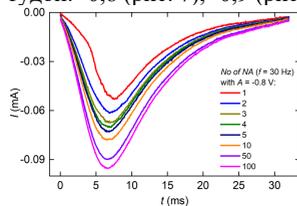


Рис. 7

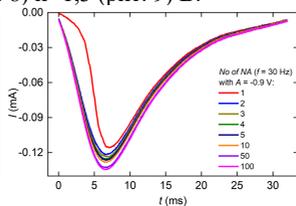


Рис. 8

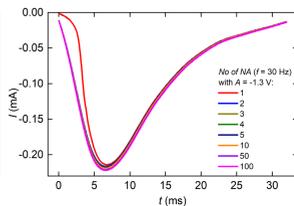


Рис. 9

Показано, что токовый отклик на первый импульс нейрональной активности сильно выделяется на фоне последующих импульсов – он имеет искаженную форму слева. Это может свидетельствовать о доминирующем вкладе переднего фронта первого импульса нейрональной активности отрицательной полярности в изменение резистивного состояния к более проводящему.

На рис. 10 – 12 приведены усредненные (от цикла к циклу приложения управляющего сигнала) токовые отклики мемристового устройства на конкретный в серии импульс нейрональной активности положительной полярности с частотой 5 Гц и разной амплитудой: +1,0 (рис. 10), +1,1 (рис. 11) и +1,2 (рис. 12) В.

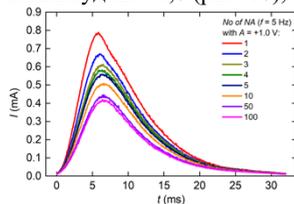


Рис. 10

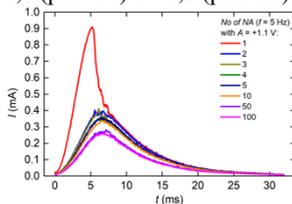


Рис. 11

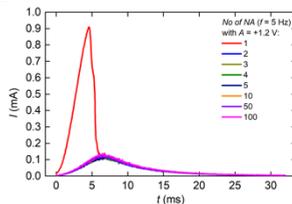


Рис. 12

Показано, что токовый отклик на первый импульс нейрональной активности имеет искаженную форму справа. Это может свидетельствовать о доминирующем вкладе заднего фронта импульса нейрональной активности положительной полярности в изменение резистивного состояния к менее проводящему. В то же время, в отличие от предыдущего случая нейрональной активности отрицательной полярности, в зависимости от величины A искажения формы могут быть обнаружены и на кривых токового отклика на второй и последующие импульсы.

Следует отметить, что существенной зависимости токового отклика мемристового устройства и его резистивного состояния от частоты нейрональной активности в исследуемом в данной работе диапазоне частот не было обнаружено.

Таким образом, представленные в данной работе исследования демонстрируют возможность управления резистивными состояниями мемристовых устройств с использованием нейрональной активности, записанной в срезах гиппокампа мозга лабораторных мышей (*in vitro*) без патологий. Показано, что в исследованном мемристовом устройстве могут быть реализованы долговременные потенциация и депрессия при приложении импульсов нейрональной активности. Разработка физической модели обнаруженного эффекта будет предметом дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-21-00440). Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Beghi E. // Neuroepidemiology. 2020. Vol. 54. P. 185.
- [2] Gorur-Shandilya S., Cronin E.M., Schneider A.C. et al. // eLife. 2022. Vol. 11. P. e76579.
- [3] Huang W., Xia X., Zhu C. et al. // Nano-Micro Letters. 2021. Vol. 13. P. 85.
- [4] Koryazhkina M.N., Filatov D.O., Shishmakova V.A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2022. Vol. 162. P. 112459.
- [5] Rachmuth G., Shouval H.Z., Bear M.F. et al. // Proceedings of the national academy of sciences. 2011. Vol. 108. P. E1266.

ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОФОРМОВКИ И РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ МЕМРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ДВУХСЛОЙНОГО ДИЭЛЕКТРИКА $Al_2O_3/ZrO_2(Y)$

А.В. Круглов, Д.А. Серов, А.И. Белов, М.Н. Коряжкина, И.Н. Антонов,
С.Ю. Зубков, Р.Н. Крюков, А.Н. Михайлов, Д.О. Филатов, О.Н. Горшков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Разработка мемристорных структур для применения их в качестве элементов энергонезависимой резистивной памяти является одной из наиболее актуальных научно-технических задач.

Работа направлена на решение проблемы нестабильности основных параметров резистивного переключения мемристоров, а также на создание «бесформовочных» устройств, что актуально для их КМОП интеграции.

Введение

Для успешной интеграции мемристоров [1] в существующую КМОП-технологии необходимо обеспечить совместимость используемых материалов и рабочих параметров мемристорных устройств с параметрами управляющих элементов и схем КМОП. В частности, накладываются ограничения на максимальные протекающие через мемристорную структуру токи и прикладываемые напряжения.

Однако, для большинства мемристорных структур для начала резистивных переключений (РП) требуется проведение электроформовки (ЭФ): приложение достаточно большого электрического напряжения (V_{FORM}), в результате чего структура из исходного состояния с высоким сопротивлением (R_0) переключается в состояние с низким сопротивлением. Именно в процессе ЭФ через всю толщину изолирующего слоя формируется проводящая нить (филамент), которая в случае оксидных диэлектриков состоит из вакансий кислорода.

Важной задачей для практического использования мемристоров является необходимость снижения напряжения ЭФ, а в идеале – создание мемристорных устройств, которые демонстрируют РП без ЭФ [2].

Еще одной из наиболее серьезных проблем мемристорной электроники, которая ограничивает широкое практическое внедрение, является низкая воспроизводимость от цикла к циклу ключевых параметров мемристоров (рабочих токов и напряжений переключения), а также их деградация в процессе эксплуатации.

Ранее в большом числе работ, например [3], было показано, что одним из способов стабилизации параметров РП мемристоров и улучшения их характеристик является применение в качестве рабочего оксида двухслойных (многослойных) структур. Наибольшее количество исследований было выполнено на комбинации материалов Al_2O_3/HfO_2 [4, 5], однако однозначное влияние толщины и положения изолирующего слоя Al_2O_3 так и не установлено, так же рознится и интерпретация полученных результатов.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование влияния дополнительного изолирующего слоя Al_2O_3 и его толщины (0, 3, 6 и 9 нм) на параметры ЭФ и РП мемристоров на основе двухслойного диэлектрика $Al_2O_3/ZrO_2(12.5 \text{ мол. \% } Y_2O_3)$. Выбор стабилизированного иттрием диоксида циркония (YSZ) в качестве

функционального слоя мемристорной структуры связан с благоприятными условиями для реализации РП в этом материале: высокой подвижностью ионов кислорода [6], а также возможностью управления концентрацией вакансий кислорода путём изменения количества стабилизирующей добавки Y_2O_3 . Известно [7], что в оксидных диэлектриках, в которых РП реализуется по механизму изменения валентности, в процессе циклических переключений происходит активный обмен ионами кислорода между резистивным слоем и активным электродом. Добавление между ними дополнительного тонкого изолирующего слоя Al_2O_3 является одним из способов управления таким обменом, т.е. способом влиять на параметры РП двухслойных мемристорных структур.

Материалы и методы исследования

Объекты для исследования представляли собой структуры Pt(20 nm)/Ta(40 nm)/ Al_2O_3 (0, 3, 6, 9 nm)/YSZ(20 nm)/Pt(40 nm)/Ti(10 nm)/Substrate, сформированные методом магнетронного осаждения с использованием установки Torr International 2G1-1G2-EB4-TN1. Для электрических измерений верхние активные электроды (Ta) с защитным слоем (Pt) формировались через теневую маску с отверстиями диаметром 0.4 мкм. Для исследований методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) были изготовлены структуры со сплошными слоями верхнего электрода и защитного слоя.

Измерение электрических характеристик структур выполнялось с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A с использованием зондовой станции EverBeing EB-6. Знак напряжения на структурах соответствовал потенциалу верхнего электрода (Ta) относительно потенциала нижнего электрода (Pt).

Фазовый анализ при послойном профилировании мемристорных структур проводился методом РФЭС с использованием комплекса Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH, Германия), аналогично работе [8].

Результаты и обсуждение

Результаты электрических измерений показали, что все мемристоры с толщиной дополнительного изолирующего слоя Al_2O_3 , равной 0 и 3 нм, изначально находились в проводящем состоянии. Типичные кривые первого цикла ВАХ структур Ta/YSZ/Pt, для которых до начала РП проводилась антиформовка (путем подачи отрицательного напряжения), показаны на рис. 1. Для структур с Al_2O_3 толщиной 6 и 9 нм около половины исследованных мемристоров изначально так же находились в проводящем состоянии, тогда как 50% – в непроводящем состоянии и требовали проведения обычной ЭФ путем приложения положительного напряжения (рис. 2).

Интересно отметить, что оба типа структур, изначально находящиеся в различных резистивных состояниях и прошедшие процедуры антиформовки и ЭФ, не демонстрировали при последующих измерениях существенных различий в величинах токов и напряжениях переключения.

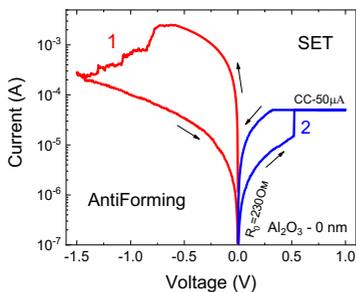


Рис. 1

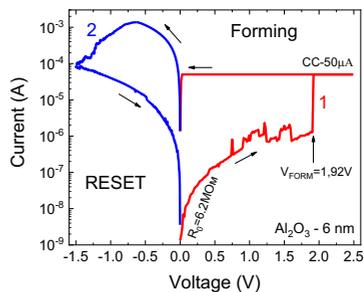


Рис. 2

Результаты исследований методом РФЭС элементного состава структур Ta/YSZ/Pt и Ta/Al₂O₃(6 nm)/YSZ/Pt непосредственно после формирования показаны на рис. 3 и 4. Верхний электрод (Ta) обеих структур окислен, из характера профиля распределения кислорода видно, что кислород проник в слой Ta не с поверхности, а из слоя YSZ в процессе роста. В структуре, содержащей слой Al₂O₃, количество атомов кислорода в электроде Ta почти в 3 раза меньше, что указывает на ограничение диффузии атомов кислорода в электрод Ta слоем Al₂O₃. Результаты химического анализа показали наличие в слое Ta элементного Ta⁰ и соединений TaO₂ и Ta₂O₅.

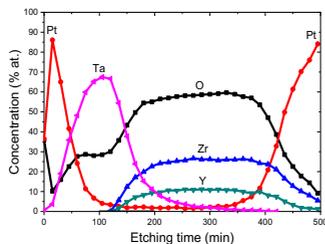


Рис. 3

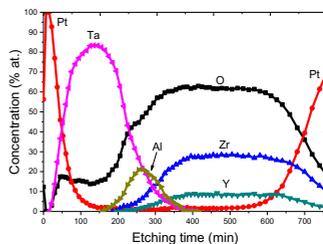


Рис. 4

Исходя из результатов РФЭС исследований, изначальное проводящее состояние структур может быть объяснено следующим образом. Диффузия кислорода из YSZ в электрод Ta и его частичное окисление до TaO_x в процессе осаждения способствуют увеличению концентрации кислородных вакансий в слое функционального диэлектрика YSZ до значений, достаточных для образования проводящих каналов в исходных мемристорных структурах. Приложение в процессе антиформовки отрицательного напряжения на электрод Ta приводит к дрейфу ионов кислорода из слоя TaO_x в слой YSZ, где они рекомбинируют с кислородными вакансиями, повышая сопротивление мемристорной структуры и переводя ее в состояние с высоким сопротивлением. При последующей развертке положительного напряжения на электрод Ta, начинается процесс формирования филамента, что переводит структуру в состояние с низким сопротивлением, т.е. реализуется процесс SET (рис. 1).

Слой Al₂O₃ толщиной 3 нм является диффузионно-прозрачным или несплошным и не препятствует окислению активного электрода. При большей толщине слоя исходное

непроводящее состояние структур объясняется блокировкой диффузии кислорода в электрод Та слоем Al_2O_3 , что не приводит к существенному изменению концентрации вакансий в слое функционального диэлектрика YSZ. Исходно проводящее состояние в двухслойных мемристорных структурах с толщинами Al_2O_3 6 и 9 нм, предположительно, обусловлено локальными участками неоднородности толщины пленки Al_2O_3 из-за неровностей верхней границы поликристаллической плёнки YSZ [9].

Заключение

Обнаружено, что мемристорные структуры без слоя Al_2O_3 , а также при его толщине 3 нм, изначально находятся в проводящем состоянии и для начала РП требуют проведения антиформовки. Структуры с дополнительным слоем Al_2O_3 толщиной 6 и 9 нм могут изначально находиться как в проводящем, так и в непроводящем состояниях. Установлено, что оба типа структур, изначально находящиеся в различных резистивных состояниях и прошедшие процедуры антиформовки и электроформовки, после нескольких циклов измерения ВАХ не демонстрировали при последующих измерениях существенных различий в величинах токов и напряжениях переключения.

Полученные результаты могут быть использованы для изготовления «бесформовочных» мемристоров, что актуально для КМОП-интеграции подобных устройств.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FSWR-2022-0009. Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» и Учебного дизайн-центра электроники ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

- [1] Chua L.O. // IEEE Transactions on Circuit Theory. 1971. Vol. 182, No. 5. P. 507.
- [2] Huang X.-D., Li Y., Li H.-Y., Xue K.-H., Wang X., Miao X.-S. // IEEE Electron Device Lett. 2020. Vol. 41, No. 4. P. 549.
- [3] Ismail M., Abbas H., Choi C., Kim S. // J. Alloys Compd. 2020. Vol. 835. P. 155256.
- [4] Persson K.-M., Ram M. S., Wernersson L.-E. // IEEE Journal of the Electron Devices Society. 2021. Vol. 9. P. 564.
- [5] Liu J., Yang H., Ma Z., Chen K., Zhang X., Huang X., Oda S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2017. Vol. 51, No. 2. P. 025102.
- [6] Abbas H.A. Stabilized Zirconia for Solid Oxide Fuel Cells or Oxygen Sensors: Characterization of Structural and Electrical Properties of Zirconia Doped with Some Oxides. – LAP Lambert Academic, 2012.
- [7] Guo Y., Robertson J. // Appl. Phys. Lett. 2014. Vol. 105, No. 22. P. 223516.
- [8] Зубков С.Ю., Антонов И.Н., Горшков О.Н., Касаткин А.П., Крюков Р.Н., Николичев Д.Е., Павлов Д.А., Шенина М.Е. ФТТ. 2018. Т. 60, № 3. С. 591.
- [9] Gorshkov O.N., Mikhaylov A.N., Kasatkin A.P., Tikhov S.V., Filatov D.O., Pavlov D.A., Belov A.I., Koryazhkina M.N., Bobrov A.I., Malekhonova N.V., Gryaznov E.G., Antonov I.N., Shenina M.E. // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. Vol. 741, No. 1. P. 012174.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СИНАПТИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧНОСТИ НА КАЧЕСТВО ФОРМИРОВАНИЯ ПРИЗНАКОВОГО ПРОСТРАНСТВА В ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЯХ

А.А. Лебедев¹⁾, В.Б. Казанцев^{1, 2)}, С.В. Стасенко^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ МФТИ

Изучение принципов кодирования информации в нейронах является важной задачей современной нейродинамики, привлекающей все больший интерес в контексте импульсных нейронных сетей (SNN) – вычислительных моделей, основанных на биологических зависимостях. Основным аспектом кодирования в SNN является использование последовательностей импульсов, представляющих собой дискретные события, в которых время и скорость активности нейронов играют ключевую роль. Для анализа этих процессов применяются различные подходы, основанные на наблюдениях нейрональной активности, такие как частотное, временное и пакетное кодирование [1]. В нашей работе мы использовали импульсное кодирование входного сенсорного стимула в импульсной нейронной сети на основе модели нейрона LIF [2] как новую метрику для задачи классификации.

Проблема классификации включает в себя несколько этапов, а именно - выделение признакового пространства, кодирование данных, разделение пространства на классы и оценку результатов. Классическая задача классификации изображений требует большого объема размеченных данных, в качестве которых была выбрана база данных MNIST [3], где каждое изображение представляет собой матрицу пикселей. В нашей работе основное внимание уделяется оценке качества признакового пространства, зависящему от синаптической пластичности модели.

Мы создали и протестировали восемь конфигураций модели импульсной нейронной сети с синаптической пластичности в возбуждающих и тормозных синапсах, схематически приведенных на рис. 1.

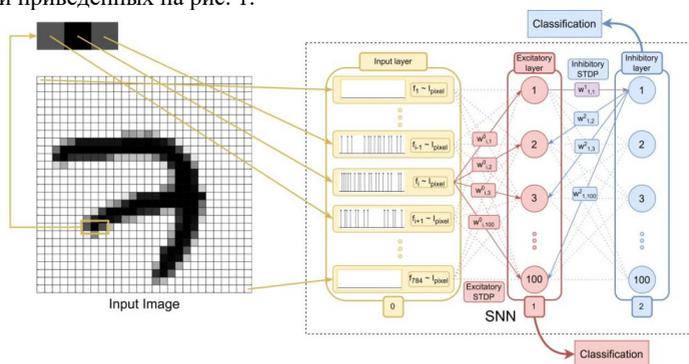


Рис. 1

Схема формирования нового признакового описания изображения с детальной схемой спайковой нейронной сети с синаптической пластичностью.

Желтым цветом выделен входной слой (нулевой слой), представляющий собой набор последовательностей спайков, распределенных по Пуассону с частотой (f_i), равной интенсивности отдельного пикселя изображения. Количество последовательностей спайкой равна количеству пикселей кодируемого изображения. Красным цветом обозначена возбуждающая популяция нейронов (первый слой), синим - тормозная популяция нейронов (второй слой).

В качестве метрики для выделения признакового пространства мы использовали количество импульсов, возникших внутри выбранного слоя нейронной сети в результате воздействия на нее внешним стимулом. Классификация изображений была выполнена с использованием алгоритма Random Forest. Наилучшие результаты были получены при использовании только возбуждающей синаптической пластичности, в то время как наихудшие результаты были достигнуты при использовании только тормозной синаптической пластичности, что отображено в табл. 1 и табл. 2.

Табл. 1

	eSTDP ON	iSTDP OFF
eSTDP ON	0.736	0.683
iSTDP OFF	0.803	0.745

Сравнительная таблица точности для 4 конфигураций моделей классификации с возбуждающей популяцией. eSTDP - синаптическая пластичность между входными стимулами и возбуждающим слоем нейронов, iSTDP - синаптическая пластичность между тормозным и возбуждающим слоями. Конфигурация пластичности, которая дает лучшие результаты, выделена цветом.

Табл. 2

	eSTDP ON	iSTDP OFF
eSTDP ON	0.742	0.700
iSTDP OFF	0.813	0.745

Сравнительная таблица точности для 4 конфигураций моделей классификации с тормозной популяцией. eSTDP - синаптическая пластичность между входными стимулами и возбуждающим слоем нейронов, iSTDP - синаптическая пластичность между тормозным и возбуждающим слоями. Конфигурация пластичности, которая дает лучшие результаты, выделена цветом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ №23-11-00134.

- [1] Guo W., Fouda M.E., Eltawil A.M., Salama K.N. // *Frontiers in Neuroscience*. 2021. Vol. 15. P. 638474.
- [2] Börgers C. *An introduction to modeling neuronal dynamics*. – Berlin: Springer, 2017, 445 p.
- [3] Deng L. // *IEEE signal processing magazine*. 2012. Vol. 29, No. 6. P. 141.

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССОВ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ПРОВОДЯЩЕМ КАНАЛЕ МЕМРИСТОРА НА ОСНОВЕ ОКСИДА КРЕМНИЯ

Е.В. Окулич¹⁾, В.И. Окулич²⁾, А.Н. Михайлов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Нижегородский институт управления – филиал РАНХиГС

1. Введение

В последние годы исследования явления резистивного переключения в мемристорах на основе неорганических перешли в фазу практического изготовления соответствующих приборов микроэлектроники [1]. Но для одного из основных материалов этой сферы, для которого существуют хорошо апробированные технологии – аморфных плёнок диоксида кремния – остаются нерешёнными многие вопросы о природе явления мемристивного переключения, причинах нестабильности и деградации мемристоров на этой основе. В частности, по одной из версий основными агентами мемристивного эффекта в плёнках диоксида кремния являются вакансии кислорода и их дрейф из и в область филамента [2] и, причём наиболее ярко этот эффект проявляется для плёнок со стехиометрией $\text{SiO}_{1.7}$, по другой – междоузельные нанокластеры кремния [3]. Также сообщалось о положительном влиянии на качество мемристора в глубоко нестехиометрическом диоксиде $\text{SiO}_{1.1}$ [4] и облучения ионами Si^+ . Заметим, что явление мемристивного переключения может сопровождаться достаточно глубокой перестройкой атомной структуры аморфного диоксида в области филамента, поскольку в проводящем режиме локальная температура может достигать порядка 1000°C .

Для выяснения эволюции структуры филамента в мемристоре на основе аморфного диоксида кремния было проведено моделирование указанного явления методом молекулярной динамики процессов для следующих вариантов:

1. дефицита атомов кислорода ($a\text{-SiO}_{1.7}$) и избыточной концентрации атомов Si, внедрёнными в SiO_2 методом ионной имплантации с энергией 20 кэВ (доза $\sim 10^{15}\text{см}^{-2}$) при $T = 1500\text{K}$ (время = 100 нс);
2. большого дефицита атомов кислорода ($a\text{-SiO}_{1.1}$) при $T = 1500\text{K}$ (время = 100 нс);
3. большого дефицита атомов кислорода ($a\text{-SiO}_{1.1}$) при $T=1500\text{K}$ и одновременном уходе атомов кислорода из структуры (время = 50 нс);
4. исходного $a\text{-SiO}_2$ при $T = 1500\text{K}$ и одновременном уходе атомов кислорода из структуры (время = 50 нс).

2. Метод расчета

Моделирование проводилось на кластере аморфного диоксида кремния размером $60 \times 60 \times 60 \text{ \AA}^3$ со структурой, соответствующей описанным выше вариантам. В частности, для создания структуры, насыщенной атомами кремния и дефектами за счет облучения ионами Si^+ использовались данные, полученные программой SRIM. Параметры при облучении были: доза $1 \cdot 10^{17}\text{см}^{-2}$, $E = 20 \text{ кэВ}$. Процессы атомной перестройки при отжиге моделировались методом молекулярной динамики с использованием пакета LAMMPS при температуре 1500 К с использованием потенциала Терсоф. Проводилась оценка структурных характеристик моделируемого объёма с использованием

специально созданного комплекса программ. Это позволило наблюдать эволюцию числа, взаимного расположения скоплений атомов кремния и кислорода, размеров кластерных образований. В рамках исследований рассчитывались радиальные функции распределения (РФР), строились графики функций распределения углов между связями, что позволило сделать выводы о качественных изменениях моделируемой структуры.

3. Анализ результатов

3.1 Результаты при облучении кремнием

На рис. 1 показан результат изменения со временем количества кластеров в моделируемом объеме филамента в мемристоре, сформированном на базе оксида $\text{SiO}_{1.7}$, который был подвергнут облучению ионами Si^{+} . (Предполагается, что после облучения до формовки филамента структурное состояние оксида сохраняется, его изменение происходит во время работы мемристора, когда в области филамента имеет место джоулев нагрев).

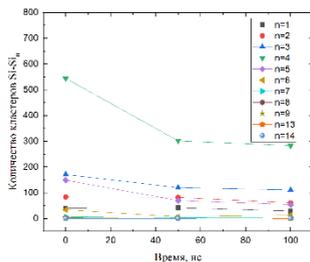


Рис. 1

Как видно на рис. 1, уже к началу отжига, т.е. в момент $t = 0$ с, в модельном объеме присутствуют кластеры Si-Si_n , образование которых в рамках используемого алгоритма происходит в результате релаксации, являющейся началом процедуры в программе LAMMPS. По мере отжига количество кластером с относительно малым $n \leq 5$ снижается, но наблюдается тенденция к стабилизации за рассматриваемый промежуток времени. Обращает на себя внимание, что перестройка происходит за достаточно короткое время.

На рис. 2 представлены данные РФР.

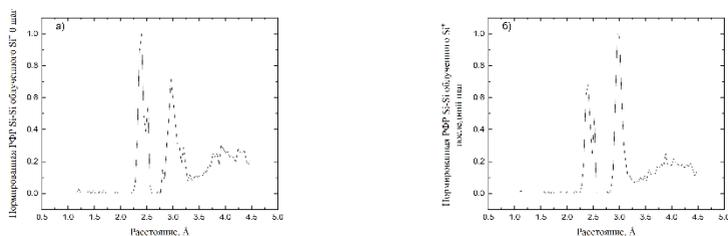


Рис. 2

Из этих данных следует, что к концу данного промежутка времени наблюдается остаточное количество атомов Si, находящиеся друг от друга на малых расстояниях. Это обстоятельство связано с не отождёнными радиационными дефектами.

3.2 Результаты для отжига $\text{SiO}_{1.1}$

На рис. 3 показано, каким образом изменяется структура оксида $\text{SiO}_{1.1}$, смоделированная путём случайного удаления атомов кислорода, на начальном этапе высокотемпературного отжига.

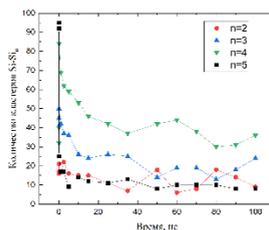


Рис. 3

Из полученных данных видно, что еще до начала отжига ($t = 0$ с) в оксиде присутствуют компактные образования атомов различного состава, что обусловлено стохастическим распределением введенных при формовке оксида вакансий. Число «крупных» ($n = 4, 5$) скоплений типа Si-Si_n в первые же наносекунды резко уменьшается, а затем за времена порядка 100 нс изменяется более медленно, испытывая флуктуации. Такой характер перестройки указывает на частичное протекание процессов «расслоения» оксида на фазы SiO_2 и Si. Отметим, что эти процессы при температуре 1500 К протекают уже на самом раннем этапе отжига, и возможно приводят к образованию филаментов уже до создания мемристоров, не требующих формовки.

3.3 Результаты при уходе атомов кислорода

Результаты моделирования структурных изменений при «уходе» кислорода (поставки кислородных вакансий) из области филамента для двух стехиометрий оксида – SiO_2 и $\text{SiO}_{1.1}$ представлены на рис. 4 и рис. 5 соответственно, где показаны изменения во времени количества различных кластеров типа Si-Si_n . Видно, что кинетические изменения числа кластеров в случае ухода для обоих оксидов качественно идентичны и свидетельствует о быстром процессе образования кремниевых кластеров, особенно состоящих из четырех атомов (структурная единицы чистого кремния). Эти кластеры, скорее всего, можно рассматривать как зародыши нановключений кремния, формирующихся на стадии SET, которые возможно оказывают существенное влияние на сопротивление филамента в низкоомном состоянии.

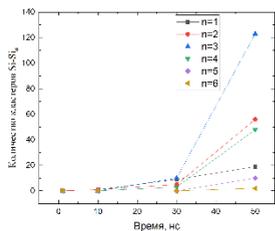


Рис. 4

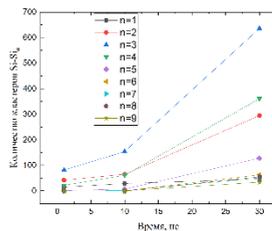


Рис. 5

4. Выводы

Результаты выполненных расчетов показали, что в условиях работы мемристоров на основе SiO_x , при которых температура в области филамента может превышать 1000 К, происходят процессы образования и распада кластеров различных конфигураций. Причем характерные времена протекания этих процессов составляют единицы или десятки наносекунд. Влияние различных кластеров на протекание тока по филаментам требует отдельного рассмотрения, как и задача об их влиянии на вольт-амперные характеристики в циклах переключения и на эволюцию ВАХ при многократном повторении циклов с учетом стохастической природы процессов, происходящих при работе мемристивных структур. Это влияние зависит от количества филаментов в мемристоре (следовательно, от его площади), а также от длительности подаваемых на него импульсов напряжения и величины ограничения тока.

Корректное моделирование процессов протекания тока при его работе требует отдельного рассмотрения с учётом структурных перестроек на стадиях SET и RESET, в том числе в случаях применения ионной имплантации. Стохастический характер перестроек может приводить к постепенному накоплению отрицательных, с точки зрения работы мемристора, изменений и деградации его характеристик. Использование ионной имплантации позволяет в определенной степени управлять процессами перестроек и тем самым способствовать улучшению характеристик прибора. Молекулярно-динамическое моделирование процессов в филаментах для различных вариантов используемой технологии дает возможность оптимизировать технологические режимы.

Настоящая работа выполнена в рамках государственного задания по созданию новых лабораторий для электронной промышленности (№ FSWR-2022-0009).

- [1] Mikhaylov A.N. et al. // *Chaos, Solitons & Fractals*. 2021. Vol. 144. P. 110723.
- [2] Guseinov D.V. et al. // *International Journal of Nanotechnology*. 2017. Vol. 14 (7/8). P. 604.
- [3] Ma Y. et al. // *ACS Applied Materials and Interfaces*. 2018. Vol. 10 (27). P. 23187.
- [4] Okulich E.V. et al. // *Technical Physics Letters*. 2020. Vol. 46. P. 19.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕМРИСТИВНЫХ УСТРОЙСТВ В НЕЙРОМОРФНЫХ СИСТЕМАХ

Д.Д. Пахомова, Е.Д. Будылина, А.В. Лебедева, М.Н. Коряжкина

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

На сегодняшний день во всем мире достаточно распространенной причиной смерти и инвалидности являются нейродегенеративные заболевания и расстройства. Многие из них напрямую связаны со специфическими аномалиями динамики активности нейронов. Терапевтические стратегии, основанные на прямой модуляции активности нейронов, демонстрируют отличные результаты. Мемристоры (или мемристивные устройства) – новые элементы электронной компонентной базы, обладающие простотой изготовления, малыми размерами, высокой скоростью работы и низким энергопотреблением. Такие устройства способны имитировать работу нейронов и синапсов, что позволяет рассматривать их как основного кандидата для реализации функций электронного синапса в нейропротезах нового поколения.

Впервые существование мемристора теоретически доказал американский ученый Леон Чуа в 1971 году. Работа мемристора основана на эффекте резистивного переключения – явления, при котором сопротивление функционального диэлектрика изменяется в ответ на приложение внешнего электрического поля. В зависимости от материалов функционального диэлектрика и электродов, и управляющего протокола мемристор может переключаться как между двумя крайними резистивными состояниями, называемыми состоянием с высоким сопротивлением (СВС) и состоянием с низким сопротивлением (СНС), так и плавно (аналоговым образом) изменять свое резистивное состояние [1].

Одними из часто используемых материалов в качестве функционального диэлектрика являются оксиды металлов. К преимуществам мемристоров на основе оксидов металлов относят высокую устойчивость к многократным резистивным переключениям. На данный момент диоксиды циркония и гафния, в том числе стабилизированные оксидом иттрия, а также оксид титана относят к перспективным материалам для применения в мемристивных устройствах.

Сегодняшнее понимание природы изменения резистивного состояния мемристора базируется на концепции управления параметрами проводящих каналов (филаментов), формирующихся внутри функционального диэлектрика под действием электрического поля. Резистивное переключение мемристора из СНС в СВС (из СВС в СНС) достигается путем разрыва (восстановления) филамента путем приложения напряжения соответствующей полярности. В зависимости от используемых материалов, филаменты могут состоять из кислородных вакансий функционального диэлектрика или атомов металла, инжектированных из электродов, или и тех, и других.

За последнее десятилетие активно возрос исследовательский интерес в области изучения нейроморфных технологий [2]. Особый интерес представляет использование мемристивных устройств в этом контексте. Это связано рядом недостатков традиционной концепции построения компьютеров (архитектура фон Неймана). Согласно этой концепции, блок хранения памяти и центр обработки информации оказываются пространственно разделены, что для работы системы вызывает необходимость в

постоянном обмене данных, а это в свою очередь увеличивает энергопотребление и снижает энергоэффективность обработки информации и всей системы в целом.

Альтернативой выступает разработка так называемых нейроморфных систем. В отличие от классической архитектуры, эти системы проектируются с учетом биологических принципов работы мозга. Некоторые элементы здесь используются для записи и хранения информации, а также ее изменения. Используя нейроморфизм, эти системы стремятся достичь высокой энергоэффективности и параллельной обработки информации. Для работы системы также необходимо предварительное обучение, оно связано с понятием синаптической пластичности – способности системы изменять коэффициент связи между нейронами, который называется синаптическим весом. Синапсы в искусственных нейронных сетях играют ключевую роль в обработке информации и принятии решений. Изменения весов синапсов в процессе обучения позволяет сети адаптироваться к новым данным и заданиям, и приобретать способность к решению разнообразных задач.

Известно, что синапсы, осуществляющие связь между нейронами, могут влиять на интенсивность сигнала и скорость его передачи между нейронами. Именно синапсы определяют силу взаимосвязи между клетками нервной системы. Также, на сегодняшний день имеются сведения, что информационные функции мозга определяются не свойствами конкретных клеток, а свойством пластичности – способности мозга изменять свою структуру и функции в ответ на различные стимулы, опыт и обучение. В основе синаптической пластичности лежит способность нейронов изменять силу своих синапсов в процессе обучения. Двумя ее основными формами являются долгосрочная потенцияция и долгосрочная депрессия, позволяющие синапсам усиливаться или ослабевать в зависимости от частоты, амплитуды и времени активации. Это свойство нашего мозга позволяет импульсам менять пути своего распространения.

Искусственные нейронные сети используются для решения сложных задач в областях распознавания образов, классификации данных, прогнозирования, управления. Рабочие алгоритмы этих сетей имитируют работу настоящих биологических. К элементу, представляющему нейрон, поступают все сигналы, которые затем суммируются. Синапсы в ИНС определяются специальными весовыми переменными, отражающими важность каждой конкретной связи между нейронами (синаптическими весами). Именно математические мемристоры используются для моделирования синаптической связи.

Мемристоры могут быть естественным образом реализованы в архитектуре «кроссбар», в которой роль нейронов разных уровней играют вертикальные и горизонтальные шины, а в точках пересечения проводящих шин лежат мемристоры, выступающие в качестве синаптических весов. Именно проводимость мемристоры определяет связь между нейронами. Интеграция в нейроморфные чипы мемристоров способствует созданию компактных, энергоэффективных и высокопроизводительных систем искусственного интеллекта.

В настоящее время по всему миру активно ведутся исследования в области реализации нейроморфных чипов на основе мемристоров и разработки нейроморфных компьютеров. Поскольку эти области связаны с вычислительной техникой, обработкой крупных массивов данных, роботизацией и нейропротезированием.

На сегодняшний день также активно ведутся исследования и разработки в области нейрогибридных систем. Эти системы представляют собой синергетический сплав живых нейронных сетей и искусственных компонентов. Нейрогибридные технологии обладают огромным потенциалом для различных применений: в области здравоохранения нейрогибридные системы могут произвести революцию в лечении неврологических расстройств, в области робототехники – к созданию более интеллектуальных и адаптивных роботов, в области искусственного интеллекта – обеспечить новую парадигму обработки информации и вычислений, называемую «вычисления в памяти».

Нейроморфные системы считаются энергоэффективными и способными обрабатывать данные в реальном времени, что делает их важными компонентами нейрогибридных технологий следующего поколения, направленных на восстановление мозга. В этом контексте решающее значение имеет разработка интерфейса между вычислительным устройством и биологической системой, работающего в реальном времени. Основным драйвером роста и развития интерфейса «мозг-машина» в последние годы стало использование все более сложных методов машинного обучения для декодирования нейронной активности и управления различными типами протезных устройств, таких как протезы рук, курсоры, орфографы и роботы. Обработка и декодирование нервных сигналов в реальном времени играют решающую роль в биогридных нейропротезах, поскольку они обеспечивают обратную связь для модуляции или замены нейронной функции. Однако с этим процессом связано несколько технологических проблем, включающих в себя необходимость сложных вычислений в режиме реального времени, обработку больших объемов данных из сотен или тысяч каналов и извлечение значимых функций для стимулирования. Для решения этих проблем интеграция ИНС с биогридными системами стала новой стратегией. ИНС предлагают адаптивное и естественное взаимодействие между биологическими и искусственными компонентами. Их можно использовать для таких задач, как обнаружение сигналов, классификация и моделирование биологической нейронной сети.

Значительный прогресс в разработке мемристинных нейрогибридных систем был достигнут А.Н. Михайловым, С.А. Щаниковым и их коллегами [3]. Их исследование продемонстрировало первую в мире двунаправленную адаптивную нейроинтерфейсную систему, использующую мемристоры. В экспериментах была использована живая культура нейронов гиппокампа с функциональными связями между группами клеток, организованными посредством микрофлюидного чипа. Мемристинная сеть была использована помимо решения задачи нелинейной классификации пространственно-временного отклика клеточной культуры на электрические стимулы также участвовала в регулировании функционального состояния нейрональной сети. В конечном итоге нарушенные связи в культуре были восстановлены благодаря адаптивному управлению стимуляцией сигналами с мемристинной сети.

Группой, возглавляемой С.А. Герасимовой и А.В. Лебедевой, предложена технология адаптивной стимуляции, демонстрирующая возможность восстановления функциональности перфорантного пути гиппокампа путем введения в него нейроморфной системы для замещения утраченных участков [4]. В работе использована система, состоящая из нейроноподобных генераторов ФитцХью-Нагумо, соединенных мемристинным устройством для обеспечения адаптивной стимуляции гиппокампа грызунов. Генератор искусственных нейронов подключали к определенной части гиппокампа

грызунов. Электросхема воспроизводила сигналы, имитирующие активность мозга, которые направлялись на срезы мозга, и неповрежденные нейроны гиппокампа отвечали на полученный стимул непосредственно своими сигналами. В результате генератор начинал функционировать в ритме гиппокампа, обеспечивая восстановление утраченных функций. Потенциально такое замещение поврежденного участка гиппокампа может быть использовано не только для восстановления нейрональной активности, но и для улучшения нормальных функций (памяти и способности к обучению). Авторы также предполагают, что эта технология может стать основой для реализации нейропротезов, способных регулировать работу мозга людей, страдающих от эпилепсии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-21-00440).

- [1] Koryazhkina M., Okulich E., Antonov I. et al. // Proceedings of the 7th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications. 2023. P. 148.
- [2] Finocchio G., Incorvia J.A.C., Friedman J.S. et al. // Nano Futures. 2024. Vol. 8. P. 012001.
- [3] Shchanikov S., Zuev A., Bordanov I. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 142. P. 110504.
- [4] Gerasimova S.A., Lebedeva A.V., Fedulina A. et al. // Chaos, Solitons & Fractals. 2021. Vol. 146. P. 110804.

ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ МЕМРИСТОРОВ НА ОСНОВЕ НАНОКОМПОЗИТА ПОЛИ-(*l*-КСИЛИЛЕН)- MOO_x В АРХИТЕКТУРЕ КРОССБАР

М.А. Рябова^{1,2}, А.Н. Мацукатова^{1,3}, А.В. Емельянов^{1,2}

¹⁾ НИЦ «Курчатовский институт»

²⁾ МФТИ

³⁾ МГУ имени М.В. Ломоносова

Улучшение характеристик мемристоров является актуальной задачей для повышения энергоэффективности и точности современных нейроморфных вычислительных систем (НВС) на их основе. Мемристором называют устройство, в функциональном слое которого наблюдается эффект резистивного переключения (РП). Поиск «идеальной» мемристивной структуры до сих пор продолжается. Использование гибридных материалов (например, нанокомпозитов с органической матрицей и неорганическими включениями) в мемристивных структурах является одним из важных и быстроразвивающихся направлений. В литературе уже продемонстрированы хорошие мемристивные характеристики такого органического материала, как поли-(*l*-ксилилен) (ППК) [1], а также гибридных материалов на его основе [2]. В [3] были изучены основные параметры РП одиночных структур на основе ППК- MoO_x , а также был описан возможный механизм РП в рассматриваемой структуре. Однако, для последующего внедрения таких мемристоров в нейроморфную вычислительную систему важно исследовать характеристики структуры в удобной для вычислений архитектуре кроссбар.

В данной работе предметом исследования является кроссбар 8×4 на основе ППК- MoO_x с верхним электродом из меди и нижним электродом из золота на кремниевой подложке (схематическое изображение структуры представлено на вставке к рис. 1). Характеристики мемристивной структуры исследовались с помощью аналитической зондовой станции 3S SWIN EPS4. Импульсы напряжения подавались на верхний электрод (при заземленном нижнем электроде) от источника-измерителя Keithley 2636B, запрограммированного в среде LabVIEW. На рис.1 представлено 30 последовательных циклов вольт-амперной характеристики (ВАХ) для одного устройства из кроссбар-матрицы, демонстрирующие хорошую воспроизводимость характеристик от цикла к циклу. Также наблюдается хорошая воспроизводимость от устройства к устройству (см. рис. 2, на котором изображены медианные кривые ВАХ по 10 циклам пяти случайно выбранных устройств из кроссбар-матрицы). Особенно важно для практического применения то, что исследуемые образцы обладают высоким выходом годных устройств: 28 из 32 устройств демонстрируют эффект РП. Стоит отметить, устройства выдерживают до 3000 циклов РП.

Мемристоры в НВС могут выполнять разные задачи. Например, мемристор может выступать в роли синапса в НВС при работе в энергонезависимом (неволатильном) режиме или в качестве динамического резервуара в резервуарной вычислительной системе (РВС) при работе в энергозависимом (волатильном) режиме. Обычно мемристоры работают в одном единственном режиме, и для указанных задач необходимы различные мемристивные структуры.

Исследуемая в данной работе структура отличается сосуществованием неволатильного и волатильного режимов работы. Так при относительно малом токе

ограничения и относительно малом напряжении чтения устройство работает в волатильном режиме: изначально установленное резистивное состояние не сохраняется в отсутствие внешнего воздействия на структуру (рис. 3). Однако при повышении тока ограничения и напряжения чтения устройство переходит в неволатильный режим работы: наблюдается удержание резистивных состояний без внешнего воздействия (рис. 4).

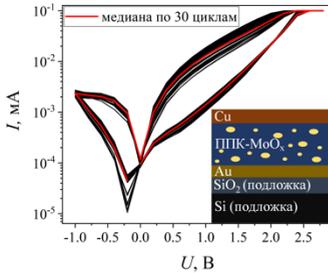


Рис. 1

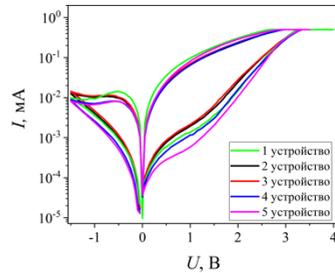


Рис. 2

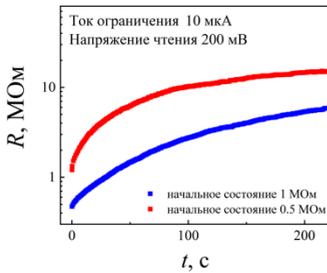


Рис. 3

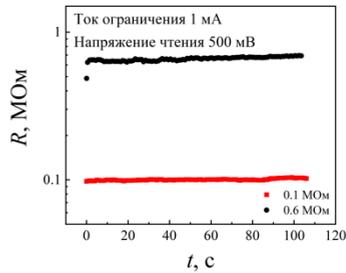


Рис. 4

Для исследования возможности применения мемристора на основе ППК-MoO_x в роли резервуара в РВС был проведен следующий эксперимент. На устройство подавались последовательности импульсов напряжения, соответствующие восьми возможным комбинациям 3-х битных образов из логических «0» ($U = 50$ мВ) и «1» ($U = 4$ В). Далее с устройства считывался ток на напряжении чтения 800 мВ. Каждый образ подавался на устройство в случайном порядке 10 раз. На рис. 5 представлены диаграммы размаха тока после подачи каждого паттерна. Полученные данные о разделении образов мемристором были использованы в качестве входных данных для считывающего слоя РВС для решения задачи классификации рукописных цифр из датасета MNIST (подробная методика описана в [4]). Несмотря на наличие пересечений диаграмм размаха для различных образов (рис. 5), была достигнута точность классификации $> 90\%$.

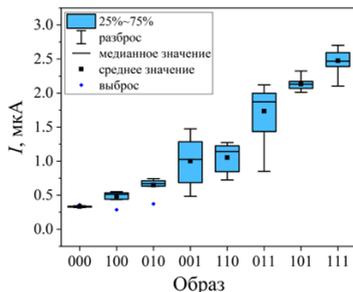


Рис. 5

Выводы

В работе получены основные мемристивные характеристики устройств кроссбар-матрицы на основе нанокompозита ППК-MoO_x: высокая воспроизводимость параметров РП от цикла к циклу и от устройства к устройству, достаточная выносливость к циклическим РП, хороший выход годных устройств. Продemonстрировано сосуществование волатильного и неволатильного режимов РП, задаваемых током ограничения. Исследована возможность применения мемристоров на основе нанокompозита ППК-MoO_x в качестве резервуара в РВС. Получены первые результаты моделирования резервуарной вычислительной системы на примере классификации датасета MNIST.

Благодарности

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФ № 24-19-00200 (синтез структур и исследование основных характеристик). Работа частично выполнена в рамках государственного задания НИЦ «Курчатовский институт» (эксперимент с резервуаром и моделирование сети).

- [1] Minnekhanov A.A., Emelyanov A.V., Lapkin D.A., Nikiruy K.E., Shvetsov B.S., Nesmelov A.A., Rylkov V.V., Demin V.A., Erokhin V.V. // Scientific Reports. 2019. Vol. 9. P. 10800.
- [2] Matsukatova A.N., Vdovichenko A.Y., Patsaev T.D., Forsh P.A., Kashkarov P.K., Demin V.A., Emelyanov A.V. // Nano Research. 2023. Vol. 16. P. 3207.
- [3] Мацукатова А.Н., Трофимов А.Д., Емельянов А.В. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118, №. 5. С. 355.
- [4] Prudnikov N.V., Kulagin V.A., Battistoni S., Demin V.A., Erokhin V.V., Emelyanov A.V. // Phys. Status Solidi A. 2023. Vol. 220. P. 2200700.

ПРИМЕНЕНИЕ ОСЦИЛЛЯТОРНЫХ НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ЭПИЛЕПТИФОРМНОЙ АКТИВНОСТИ

Е.Д. Будылина, И.М. Кипелкин, С.А. Герасимова, А.В. Лебедева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Научно-исследовательская работа направлена на изучение возможностей модуляции эпилептиформной активности головного мозга мышей для подавления патологических осцилляций с помощью осцилляторных нейронных сетей. В данный момент уже существуют исследования по прерыванию эпилептической активности с помощью методов глубокой и транскраниальной стимуляции мозга, однако вопрос разработки систем с более гибкой настройкой параметров модулирующего сигнала для разных ритмов патологической активности всё ещё не решен.

Эпилепсия как сетевое заболевание головного мозга предполагает изучение синхронизации в сложных нейронных сетях, при этом синхронизация зависит от локальной динамики и связей осцилляторов. Изучение полученного сигнала в различных моделях позволит прийти к углублённому пониманию механизмов возникновения и прекращения эпилептиформной активности в головном мозге модельных животных и человека, что особенно актуально для дальнейшей разработки протоколов прекращения эпилептических приступов.

Целью работы являлось изучение активности нейронов гиппокампа мышей на различные протоколы стимуляции в норме и при индуцированной эпилепсии.

Материалы и методы

Для работы использовались мыши различных линий в возрасте от 2х месяцев. Работа состояла из экспериментов *in vitro*. Регистрировались локальные полевые потенциалы нейронов в зоне CA1 при стимуляции в CA3 области. Затем проводилась индукция эпилептиформной активности в срезе гиппокампа путём добавления раствора 4-аминопиридина, после чего вновь проводилась стимуляция с использованием тех же протоколов.

В экспериментах *in vitro* оценивались локальные полевые потенциалы здоровых нейронов и локальные потенциалы после индукции эпилептиформной активности. Протоколы стимуляции включали использование ступенчатых стимулов разной частоты, амплитуды и длительности, а также стимулы различной формы, подаваемые с генератора.

Основные правила содержания и ухода за животными соответствовали биоэтическим нормативам, данным в руководстве «Guide for care and use of laboratory animals (ILAR publication, 1996, National Academy Press)», в Приказе Министерства здравоохранения и Российской Федерации от 15 августа 2016 г. № 199н «Об утверждении Правил надлежащей лабораторной практики»; Национальном стандарте РФ ГОСТ 33044–2014 «Принципы надлежащей лабораторной практики»; Санитарно-эпидемиологических правилах СП 2.2.1.3218-14 "Санитарно-эпидемиологические требования к устройству, оборудованию и содержанию экспериментально-биологических клиник (вивариев)", утвержденные главным государственным санитарным врачом Российской Федерации

от 29 августа 2014 №51, зарегистрировано Министерством юстиции Российской Федерации от 31 октября 2014 года, регистрационный N 34547 и согласованы с Этическим комитетом при ФГБОУ ВО НижГМА Минздрава России. Утилизацию биологического материала производили в соответствии с санитарными правилами и нормами N2.1.7.3684-21 от 1 марта 2021 года «Санитарно-эпидемиологические требования к обращению с медицинскими отходами».

Изменение локальных полевых потенциалов зоны CA1 при стимуляции после индукции эпилептиформной активности

Были получены электрофизиологические данные при стимуляции нейронов зоны CA1 ступенчатым стимулом до и после индукции эпилептиформной активности 2M раствором 4-аминопиридина (рис. 1).

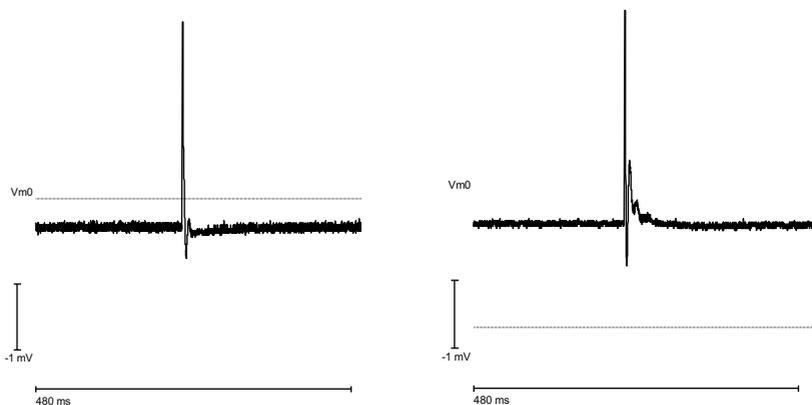


Рис. 1

По своей сути 4-аминопиридин является хемоконвольсантом, блокатором калиевых каналов нервных клеток. Блок калиевых каналов останавливает выход ионов калия из клеток, продлевает реполяризацию мембраны и усиливает формирование потенциала действия, тем самым создавая необходимое для судорожной активности гипервозбуждение.

Затем стимуляция проводилась в тех же зонах с использованием волн сложной формы. Для этого использовался осциллограф и генератор сигналов (примеры экспериментального отклика нейронов представлены на рис. 2).

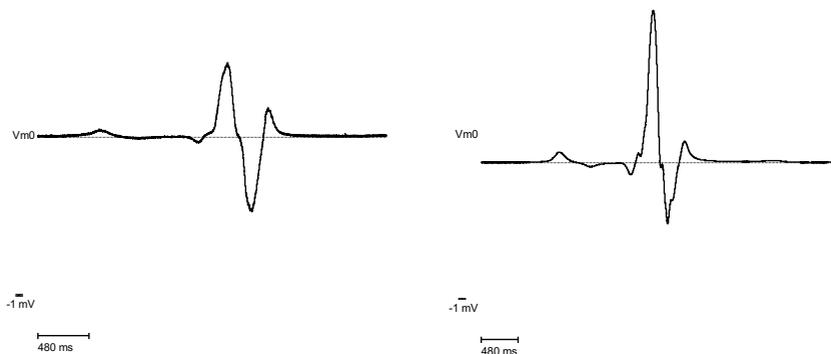


Рис. 2

В дальнейшем планируется продолжение изучения откликов нейронов гиппокампа на стимулирующие импульсы, сгенерированные нейронной сетью на основе модели ФитцХью-Нагумо для единичного нейрона.

Анализ изменений локальных полевых потенциалов при индукции эпилептиформной активности поможет в дальнейшей разработке протоколов её модуляции и подавления. Создание нейронной сети, способной выдавать нужные модулирующие сигналы, позволит добиться контроля длительности и интенсивности судорожных припадков, а приближение модулирующих сигналов к естественной нейронной активности может снизить нежелательные побочные эффекты. В целом, пусть модуляция эпилептических осцилляций и не приведет к лечению первопричины эпилепсии, она поможет в понимании механизмов формирования и прекращения эпилептиформной активности, и, потенциально, приведет к сокращению частоты, длительности и интенсивности патологической активности головного мозга.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 24-21-00440).

МЕМРИСТОРНЫЕ УПРАВЛЯЕМЫЕ ЯЧЕЙКИ ПАМЯТИ НА ОСНОВЕ ТЕХНОЛОГИИ КМОП КНИ 0,35 МКМ

В.И. Лукоянов^{1,2)}, А.И. Белов¹⁾, И.Н. Антонов¹⁾, В.Е. Котомина¹⁾, Е.Г. Грязнов^{1,2)},
А.В. Сафонов^{1,2)}, А.Ю. Шаров²⁾, А.В. Плотнов²⁾, А.С. Белов^{1,2)}, О.Н. Горшков¹⁾,
А.Н. Михайлов¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Филиал ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ «НИИИС им. Ю.Е. Седакова»

Введение

На сегодняшний день мемристоривные структуры, проявляющие эффект резистивного переключения, находят применение во многих областях электроники и информационных технологий. Перспективным направлением является использование мемристоривных структур в качестве элементов хранения информации (ячейка памяти ОЗУ, весовой коэффициент нейрона и т.д.). Интерес к памяти RRAM (Resistive Random Access Memory) на основе мемристоривных структур вызван такими ее преимуществами как энергонезависимость (хранение информации в отсутствие напряжения питания), масштабируемость и простота технологии изготовления, достижимость быстрого и энергоэффективного функционирования, а также возможность выполнения вычислений непосредственно в памяти [1-2].

В данной работе было показано, как, благодаря подходу “back-end-of-line” (BEOL), в технологический маршрут традиционного процесса КМОП КНИ (кремний на изоляторе) с проектными нормами 0,35 мкм можно интегрировать процесс формирования мемристоривных структур в верхних слоях металлизации.

Технология изготовления

В соответствии с подходом BEOL приборный слой формируется в нижележащих слоях микросхемы, в то время как слой с мемристоривными устройствами – в верхних слоях металлизации (рис. 1).

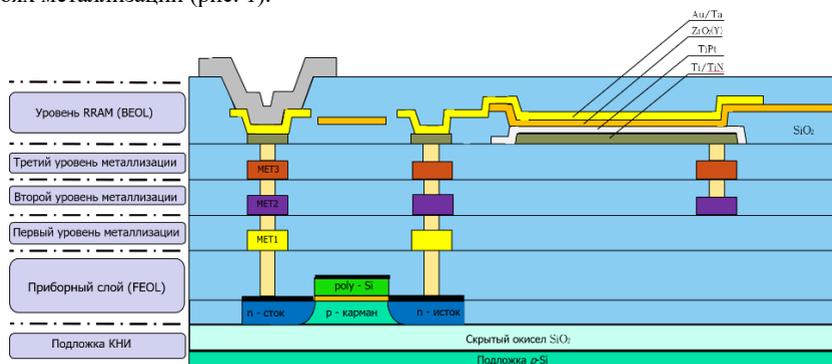


Рис.1

На рис. 2 показана топология тестовой микросхемы памяти, включающая два массива ячеек типа «кроссбар» с различной конструкцией ячеек, а также несколько тестовых функциональных блоков.

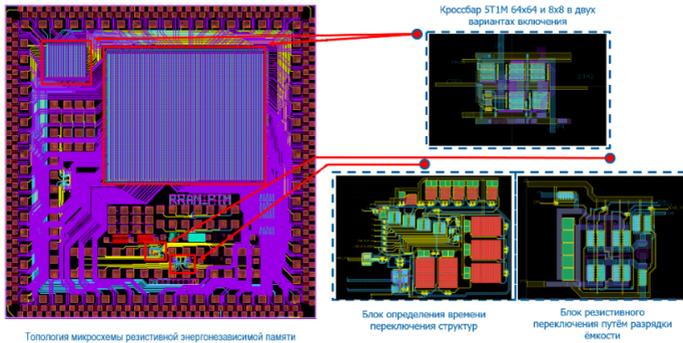


Рис.2

Схмотехническая реализация ячеек

В литературе одной из самых высокоплотных конструкций является ячейка 1Т1М, состоящая из мемристового устройства и последовательно соединённого с ним n -канального транзистора, показанная на рис. 3. Однако у такой ячейки присутствует ряд особенностей, связанных с её несимметричностью при изменении полярности напряжения переключения в процессах SET и RESET. В зависимости от положения верхнего электрода мемристора (если имеет значение направленность переключения) в одном из процессов будет реализовываться схема включения истокового повторителя, ограничивающего напряжение на мемристоре. Также в этой ячейке важным является сопротивление мемристора в высокоомном состоянии.

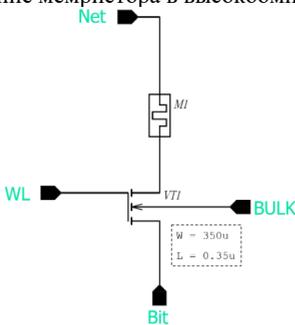


Рис. 3

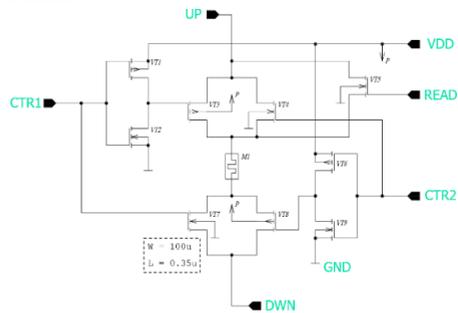


Рис. 4

Указанных недостатков лишена ячейка 5Т1М, показанная на рис. 4. В данной ячейке две пары комплементарных транзисторов работают в ключевом режиме, обеспечивая минимальное падение напряжения (а также сопротивление) на управляющих

элементах. Управление ключами осуществляется путём подачи логического сигнала на выводы CTR1 и CTR2 с использованием пары инверторов для корректных потенциалов на затворах транзисторов. Для операции считывания предусмотрен вывод READ.

Результаты измерений

Такие ячейки показали воспроизводимое биполярное резистивное переключение (рис. 5), аналогичное переключению для единичного мемристивного устройства.

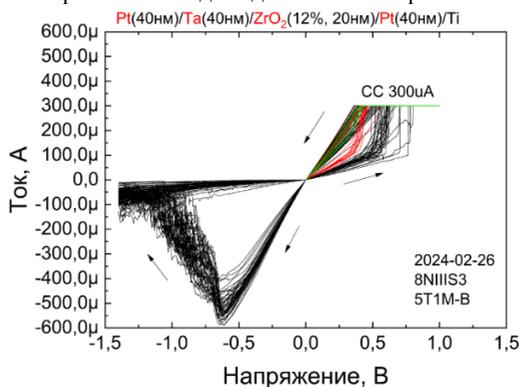


Рис. 5

Заключение

Таким образом, конструкция новых ячеек 5T1M обеспечивает управление напряжением, подаваемым на мемристивное устройство, не ограничивая при этом ток. При этом плотность компоновки может быть меньше, чем в ячейках 1T1M, в зависимости от размеров ключевых транзисторов. Данный тип ячеек может быть использован как элемент энергонезависимой памяти RRAM в составе матрицы кроссбар.

- [1] Amirsoleimani A., Alibart F., Yon V., Xu J., Pazhouhandeh M.R., Ecoffey S., Beilliard Y., Genov R., Drouin D. // *Advanced Intelligent Systems*. 2020. P. 2000115.
- [2] Михайлов А.Н., Грязнов Е.Г., Лукоянов В.И., Коряжкина М.Н., Борданов И.А., Щаников С.А., Тельминов О.А., Иванченко М.В., Казанцев В.Б. // *Физмат*. 2023. Т. 1, №. 1. С. 42.

ГЛУБОКОЕ ОБУЧЕНИЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ ДЛЯ ВОССТАНОВЛЕНИЯ АКТИВНОСТИ В СРЕЗАХ ГИППОКАМПА ГРЫЗУНОВ

В.В. Разин, М.И. Самбунова, Н.В. Громов, А.В. Бельтюкова, А.Е. Мальков, С.А. Герасимова, Т.А. Леванова, А.В. Лебедева, Л.А. Смирнов, А.В. Наумов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Лечение нейродегенеративных заболеваний является крайне актуальной и значимой задачей в сфере медицины. Одним из подходов решения данной проблемы является нейропротезирование, суть которого заключается в замещении естественной системы искусственной, которая поддерживает те же функции или даже позволяет превосходить изначальные возможности исходной.

В рамках данной работы рассматривается задача предсказания сигнала СА1 гиппокампа грызунов по отделу СА3 той же области. В качестве инструмента используются методы искусственного интеллекта, а в частности глубокое обучение, которое демонстрирует хорошие показатели метрик качества в различных задачах медицинской диагностики [1-10]. Для решения задачи были выбраны рекуррентные нейросети LSTM и GRU и резервуарные вычисления.

Данные представляют собой временные ряды, а именно записи локальных полевых потенциалов пар сигналов СА1 и СА3 областей гиппокампа мышей и крыс до и после разрушения области СА1 при различных амплитудах электрической стимуляции от 100 до 1000 микроампер включительно с шагом в 100 микроампер. Это уникальные данные, полученные в лаборатории в результате различных экспериментов [11]. Для обучения различных методов глубокого обучения сигналы очищаются от артефактов, стандартизируются (приводятся к базовой линии) и фильтруются от различного рода шумов. В качестве метрики выступает взвешенная сумма чисел, характеризующих важные параметры оценки полученного сигнала: времена затухания и возрастания ответа, тангенс угла наклона экстремума, а также полуширина ответа.

В результате многочисленных экспериментов были обучены методы: LSTM и резервуар [12], а также сеть GRU [13]. Каждый из методов обучения имеет свои преимущества, которые выражаются в наибольших показателях метрик для усредненных сигналов в случае резервуара и наибольших показателях метрик для записей конкретных амплитуд в случае LSTM и GRU. Также немаловажной составляющей является время обучения, а также возможность размещения на различных платах. В данном сравнении лидером является резервуар, который достаточно быстро обучается, показывает хорошие показатели метрик и даёт возможность разворачивания на недорогих модулях. Данные результаты могут быть полезны в разработке нейрогибридного чипа, способного замещать функции гиппокампа.

В дальнейшем планируется пополнение базы данных проведением новых экспериментов, применение других методов искусственного интеллекта, а именно трансформеров, свёрточных сетей, множества машинных методов, построение различного рода ансамблей и последующая интеграция полученных результатов в физическое устройство, способное заменять или даже улучшать определенные функции головного мозга.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-75-10099).

- [1] Razin V. [et al.]. Solving the Problem of Diagnosing a Disease by ECG on the PTB-XL Dataset Using Deep Learning // International Conference on Neuroinformatics. – Cham: Springer Nature Switzerland, 2023. P. 13.
- [2] Разин В.В., Краснов А.А., Золотых Н.Ю. Глубокое обучение в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Математика и ИТ – вместе в цифровое будущее. Сборник трудов Молодежной школы (Н. Новгород, 25–29 апреля 2022 г.). – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. С. 78.
- [3] Краснов А.А., Разин В.В., Золотых Н.Ю. Машинное обучение в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Математика и ИТ – вместе в цифровое будущее. Сборник трудов Молодежной школы (Н. Новгород, 25–29 апреля 2022 г.). – Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2022. С. 44.
- [4] Разин В.В., Краснов А.А. Использование искусственного интеллекта в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Путь в науку: прикладная математика, информатика и информационные технологии. Тезисы докладов Всероссийской молодежной научно-практической конференции (Ярославль, 17–21 апреля 2023 г.). – Ярославль: Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова, 2023. С. 93.
- [5] Разин В.В., Краснов А.А. Применение машинного обучения в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Математика и ИТ – вместе в цифровое будущее. Сборник трудов II Молодежной школы (Нижний Новгород, 24–28 апреля 2023 года). – Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2023. С. 73.
- [6] Разин В.В., Краснов А.А. Применение глубокого обучения в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Математика и ИТ – вместе в цифровое будущее. Сборник трудов II Молодежной школы (Нижний Новгород, 24–28 апреля 2023 года). – Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2023. С. 66.
- [7] Разин В. В., Краснов А. А. Использование глубокого обучения в задачах диагностики заболевания по ЭКГ на наборе данных PTB-XL // Биосистемы: организация, поведение, управление: Тезисы докладов 76-й Всероссийской с международным участием школы-конференции молодых ученых, Нижний Новгород, 11–14 апреля 2023 года. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2023. С. 267.
- [8] Разин В. В., Краснов А. А., Карчков Д. А. Классификация болезней сердца на наборе данных PTB-XL при помощи машинного обучения // Академический форум молодых ученых стран Большой Евразии «Континент науки»: Сборник тезисов докладов, Москва, 01–04 ноября 2023 года. – Москва: Центр научно-технических решений, 2023. С. 570.
- [9] Краснов А. А., Разин В. В., Карчков Д. А. Классификация болезней сердца на наборе данных PTB-XL при помощи глубокого обучения // Академический форум молодых ученых стран Большой Евразии «Континент науки»: Сборник тезисов докладов, Москва, 01–04 ноября 2023 года. – Москва: Центр научно-технических решений, 2023. С. 548.

- [10] Razin V. [et al.]. Determining the presence of heart disease by ecg in the PTB-XL dataset using deep learning // Математическое моделирование и суперкомпьютерные технологии: Труды XXIII Международной конференции, Нижний Новгород, 13–16 ноября 2023 года. – Нижний Новгород: Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 2023. С. 173.
- [11] Beltyukova A. V. et al. The Concept of Hippocampal Activity Restoration Using Artificial Intelligence Technologies // International Conference on Mathematical Modeling and Supercomputer Technologies. – Cham: Springer Nature Switzerland, 2023. P. 240.
- [12] Lebedeva A. et al. Development an intelligent method for restoring hippocampal activity after damage // 2023 7th Scientific School Dynamics of Complex Networks and their Applications (DCNA). – IEEE, 2023. P. 169.
- [13] Разин В. В., Самбунова М. И., Громов Н. В. [и др.] Анализ и предсказание локальных полевых потенциалов для восстановления активности в срезах гиппокампа грызунов с помощью глубокого обучения // XXVIII Нижегородская сессия молодых ученых (гуманитарные, технические, естественные науки): Статьи и тезисы молодых ученых, Нижний Новгород, 05–08 декабря 2023 года. – Нижний Новгород: Издательство "Перо", 2023. С. 269.

ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ТОКОВ ОГРАНИЧЕНИЯ И ТОЛЩИНЫ Al_2O_3 НА ПАРАМЕТРЫ РЕЗИСТИВНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ КМОП-СОВМЕСТИМЫХ МЕМРИСТИВНЫХ СТРУКТУР

Д.А. Серов, А.В. Круглов, О.Н. Горшков, М.Н. Коряжкина, М.Е. Шенина, И.Н. Антонов, А.Н. Михайлов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В настоящее время ведутся активные исследования в области мемристорной электроники для создания на ее основе нового типа резистивной памяти и нейроморфных вычислительных систем. Функционирование мемристоров основано на эффекте воспроизводимого резистивного переключения (РП) из состояния с низким сопротивлением (LRS) в состояние с высоким сопротивлением (HRS), т. н. процесс Reset, и обратно, т. н. процесс Set. Для большинства мемристоров характерен процесс РП, связанный с восстановлением и разрушением филаментов –проводящих каналов в диэлектрике [1]. Для успешной интеграции мемристорных устройств в технологический процесс изготовления комплементарных структур «металл-оксид-полупроводник» (КМОП) рабочие напряжения и максимальные токи мемристоров не должны превышать соответствующих параметров управляющих элементов в КМОП-схемах (5 В и 10 мА), а параметры РП должны иметь малый разброс.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование влияния токов ограничения (I_{CC}) на параметры РП мемристорных структур на основе стеков $\text{Ta}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y})/\text{Pt}$ с разными толщинами слоя Al_2O_3 (0, 3, 6 и 9 нм). Увеличение токов ограничения приводит к образованию филаментов с более высокой токонесящей способностью и более высокой стабильностью параметров РП [2]. Использование дополнительного слоя Al_2O_3 стабилизирует параметры РП за счет ограничения избыточной диффузии ионов кислорода на границе раздела диэлектрик-металл и уменьшения токов утечки [3].

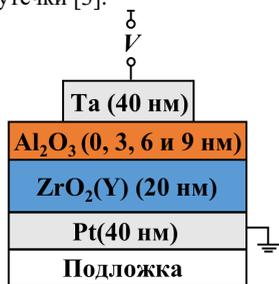


Рис. 1

Исследуемые образцы (рис. 1) представляют собой структуры на основе функционального слоя ZrO_2 с добавлением 12% мол. Y_2O_3 , а также дополнительного слоя Al_2O_3 (толщиной 0, 3, 6 или 9 нм), нанесенных методом магнетронного распыления. Исследование вольтамперных характеристик (ВАХ) выполнено с помощью анализатора параметров полупроводниковых приборов Agilent B1500A и зондовой станции Everbeing EB-6. В процессе записи ВАХ обеспечивалось ограничение тока I_{CC} в диапазоне от 50 до 1000 мкА для предотвращения необратимого пробоя исследуемых структур в процессе Set.

Устройства демонстрируют типичное биполярное РП (рис. 2), при котором процесс Set происходит при положительной полярности приложенного напряжения, в то время как процесс Reset – при отрицательной полярности.

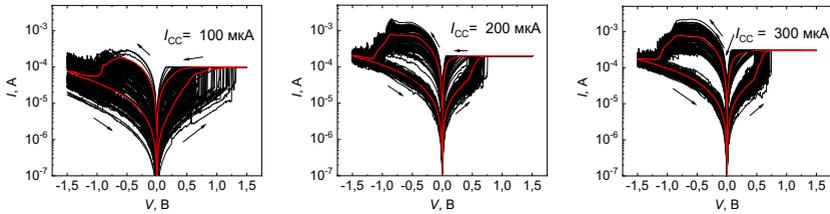


Рис. 2

При $I_{CC} = 100$ мкА и менее наблюдаются большой разброс токов и пересечение HRS и LRS. Увеличение тока ограничения расширяет зазор между резистивными состояниями.

На основе измеренных ВАХ были построены зависимости токов в LRS и HRS (рис. 3) и напряжений Set и Reset (рис. 4) от тока ограничения.

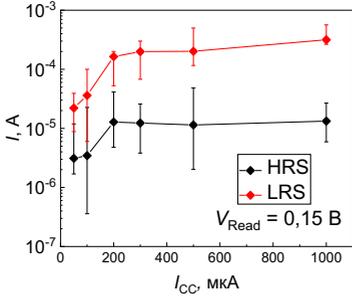


Рис. 3

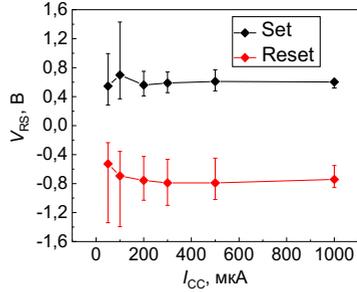


Рис. 4

Пересечение токовых состояний отсутствует уже при $I_{CC} = 200$ мкА, при этом величина зазора между состояниями LRS и HRS возрастает с увеличением тока ограничения. Разброс токов в резистивных состояниях также возрастает при увеличении тока ограничения, так что оптимальным следует считать использование $I_{CC} = 200 - 300$ мкА. Напряжения РП незначительно возрастают при увеличении I_{CC} .

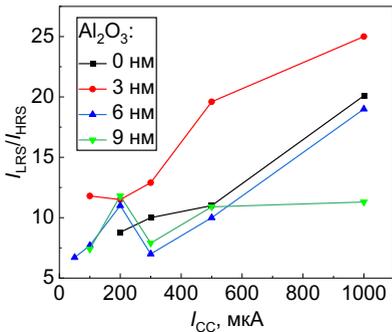


Рис. 5

Зависимость отношения токов I_{LRS}/I_{HRS} от I_{CC} имеет немонотонный характер (рис. 5). Однако, начиная с 300 мкА (когда РП становится стабильным), наблюдается рост значения I_{LRS}/I_{HRS} при увеличении тока ограничения, что дает возможность использовать величину тока ограничения для контроля резистивных состояний. Структуры с разной толщиной Al_2O_3 демонстрировали переход к стабильному РП при разных граничных значениях I_{CC} : со 100 мкА для 6 нм, с 200 мкА для 0 и 9 нм, с 300 мкА для 3 нм.

На рисунке 6 приведено сравнение ВАХ структур с разными толщинами Al_2O_3 (3, 6 и 9 нм) при $I_{CC} = 300$ мкА. Значения напряжений переключения V_{Set} и V_{Reset} и их разброс практически не изменяются с добавлением слоя Al_2O_3 .

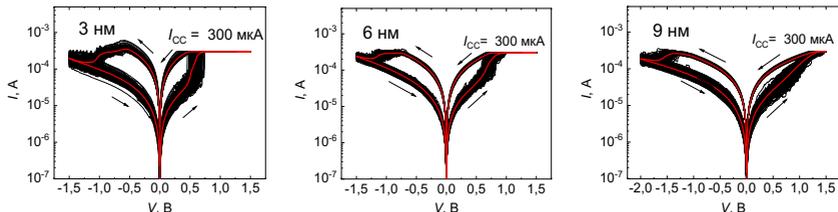


Рис. 6

Увеличение толщины слоя Al_2O_3 незначительно влияет на средние значения тока через мемристивную структуру, однако существенно уменьшает разброс значений тока, особенно в состоянии LRS (рис. 7).

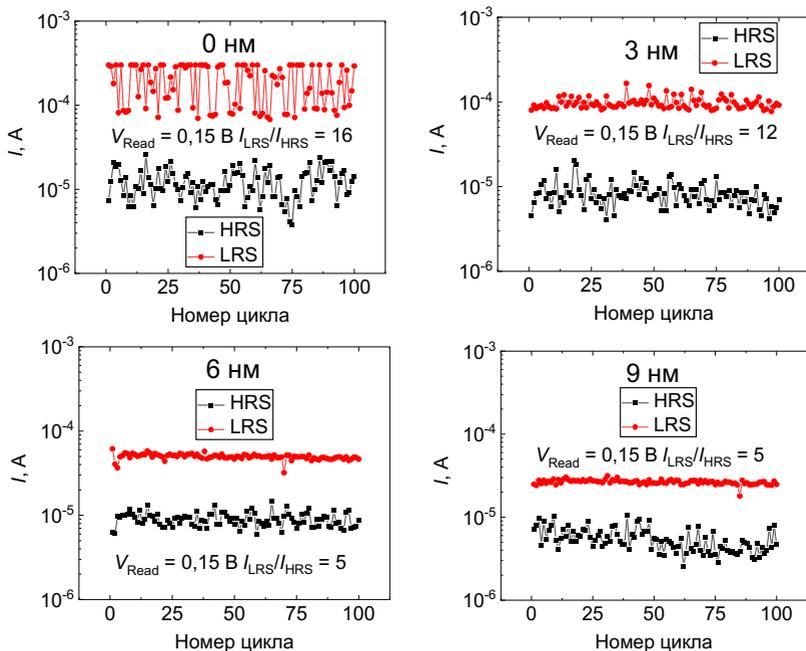


Рис. 7

Предполагается, что к стабилизации параметров РП в двухслойных структурах $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y})$ приводит ограниченная диффузия кислородных вакансий в слое Al_2O_3 . Энергии активации миграции ионов кислорода по кислородным вакансиям в Al_2O_3 (1,3–1,7 эВ [4]) существенно превышает значение для $\text{ZrO}_2(\text{Y})$ (0,58–0,65 эВ [5]). Поэтому изначально сформированная в процессе электроформовки в двухслойной структуре $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{ZrO}_2(\text{Y})$ часть филамента в слое Al_2O_3 не разрушается в процессе Reset (рис. 8), что способствует сохранению места восстановления/разрушения филамента при циклических РП.

С точки зрения минимального энергопотребления мемристорных структур оптимальным является использование тока ограничения 300 мкА. Использование дополнительного слоя Al_2O_3 улучшает стабильность токовых состояний, что наиболее выражено при толщине Al_2O_3 6 нм. Максимальные токи, протекающие через мемристор, и рабочие напряжения не превышают 2 мА и $\pm 1,5$ В, что соответствует требованиям к КМОП-интеграции мемристивных устройств.

Работа выполнена в рамках гос. задания № FSWR-2022-0009. Исследования выполнены с использованием оборудования Центра коллективного пользования – Научно-образовательного центра «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского.

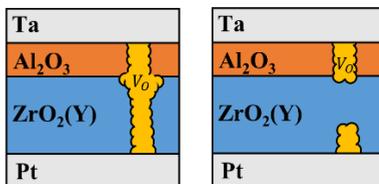


Рис. 8

- [1] Tran X.A., Yu H.Y., Gao B. et al. // IEEE Electron Device Letters. 2011. Vol. 32. P. 1290.
- [2] Humood K., Saylan S., Mohammad B., Abi jaoude M. // Electronic Materials. 2021. Vol. 50, No. 8. P. 4397.
- [3] Ismail M., Mahata C., Kang M., Kim S. // Nanoscale Research Letters. 2022. Vol. 17. P. 1.
- [4] Nakamura R., Toda T., Tsukui S. et. al. // Journal of Applied Physics. 2014. Vol. 116. P. 033504.
- [5] Yakimov A.V., Filatov D.O., Gorshkov O.N. et. al. // Applied Physics Letters. 2019. Vol. 114. P. 253506.

Секция «Стохастические мультстабильные системы»

Заседание секции проводилось 21 мая 2024 г.
Сопредседатели – Б. Спаньоло (Италия), А.А. Дубков, секретарь – О.Н. Минаева.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

Труды XXVIII 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.

СИСТЕМА ТЕСТОВ ДЛЯ ПРОВЕРКИ РЕАЛИЗАЦИИ ИЗОЛИРОВАННОЙ ПРОГРАММНОЙ СРЕДЫ

И.С. Болдырев¹, А.А. Рябов²

¹) ООО «ТИС-Центр»

²) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Изолированная программная среда (ИПС) препятствует распространению вирусов и вредоносного программного обеспечения (ПО), блокирует выполнение несанкционированного программного обеспечения со стороны пользователей [1]. Настройка ИПС представляет собой процесс определения перечня исполняемых файлов, запуск которых разрешен для пользователя.

Важным этапом в разработке ПО является тестирование. Тестирование позволяет определить программы заданному функционалу и отсутствие конфликтов с другим программным обеспечением.

Разработка системы тестов для ИПС представляет собой актуальную задачу и является важным элементом информационной безопасности. Небольшое количество опубликованной информации о методах и процедурах тестирования механизма ИПС указывает на необходимость глубокого исследования в данной области.

Исследования проводились с использованием операционной системы Astra Linux, релиз «Смоленск».

Тестирование реализовано с использованием стратегии «черный ящик» с учетом ГОСТов [2-4].

Использовалась модель тестируемого объекта с разделением входных и выходных данных тестируемого объекта на разделы эквивалентности [5].

Модель синтаксиса представлена в виде ряда правил, где каждое правило определяет формат входного параметра в терминах «последовательностей», «итераций» или «выбора между» элементами синтаксиса [6].

Для реализации метода разделение на эквивалентные разделы и метода синтаксического тестирования разработан bash-скрипт, содержащий команды для выполнения следующих задач:

- создание ключа электронной подписи (ЭП);
- включение/выключение режима ИПС;
- подписание файлов произвольного типа с записью информации об ЭП в дополнительные атрибуты файла;
- выполнение тестов.

Разработанная система тестов включает в себя два теста. Протокол выполнения тестов отображается в журнале проведения испытаний.

Первый тест предназначен для проверки наличия информации об ЭП в дополнительных атрибутах файлов.

Второй тест предназначен для проверки корректности работы механизма ИПС в отладочном режиме. При этом производится проверка разрешения чтения содержимого подписанных файлов, а также проверка запрета чтения содержимого неподписанных файлов.

По окончании тестов производится контроль журнала проведения испытаний.

В разработанной системе тестов применяются методы эквивалентного разделения и синтаксического тестирования.

- [1] Прокушев, Я.Е. Программно-аппаратные средства защиты информации: лабораторный практикум / Я.Е. Прокушев. – Санкт Петербург, 2017. 168 с.
- [2] ГОСТ Р 56920-2016/ISO/IEC/IEEE 29119-1:2013 Системная и программная инженерия. Тестирование программного обеспечения. Часть 1. Понятия и определения – Москва: Стандартинформ, 2016. 54 с.
- [3] ГОСТР56921-2016/ISO/IEC/IEEE29119-2:2013 Системная и программная инженерия. Тестирование программного обеспечения. Часть 2. Процессы тестированияопределения – Москва: Стандартинформ, 2016. 65 с.
- [4] ГОСТР56922—2016/ISO/IEC/IEEE29119-3:2013 Системная и программная инженерия. Тестирование программного обеспечения. Часть 3. Документация тестирования – Москва: Стандартинформ, 2016. 114 с.
- [5] Глоссарий терминов, используемых при тестировании программного обеспечения BS 7925-2, 1998.
- [6] Международный стандарт ISO_IEC_IEEE 29119-4-2015 Разработка программного обеспечения и систем Тестирование программного обеспечения Часть 4: Методы тестирования. 2015. 150 с.

СРАВНЕНИЕ СЛОЖНОСТИ КРИПТОГРАФИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

А.А. Горбунов, Е.А. Макушев

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Одним из методов идентификации динамических систем является подход, основывающийся на определении базовых параметров входных и выходных сигналов данных систем [1]. Указанный подход может быть применен в частности при решении задач, связанных с получением сравнительных оценок сложности криптографических преобразователей (таких как шифраторы, дешифраторы) в криптосистемах (КС). При этом построение динамических математических моделей КС осуществляется путем структурной идентификации, опираясь только на имеющиеся в наличии открытые тексты, шифротексты и их практически измеряемые параметры [2].

Набор базовых параметров (БП), определяемых по текстовым последовательностям криптографических преобразователей, состоит из:

$$\text{БП} = \{q, n\}.$$

Базовый параметр q для текстовых последовательностей может быть интерпретирован как размерность их алфавита. Границы области поиска базового параметра q задаются, исходя из априорных сведений о модели идентифицируемой объекта. Величина базового параметра $n = n(q)$ должна обеспечивать нахождение такого минимального значения n , при котором идентифицируемый источник текста являлся бы непротиворечивым прогнозирующим оператором рассматриваемого порядка n его текстовой q -уровневой последовательности.

В настоящей работе осуществлялось экспериментальное определение базовых параметров шифротекстов, полученных при работе в различных режимах шифрования, таких КС как DES, AES, ChaCha20-Poly1305 [3]. Также было проведено сравнение сложностей источников данных текстов при различных значениях q размерности их алфавита. Количество символов M в исследуемых текстах соответствовало числу байт в файлах размером 1 Мбайт, полученных после работы указанных шифраторов. Значение каждого байта в зашифрованном файле рассматривалось как код отдельного символа шифротекста и подвергалось процедуре переквантования с целью получения величин размерности алфавита $q = 16, 32, 64, 128, 256$.

Полученные экспериментально значения базового параметра n для шифротекстов исследуемых криптографических преобразователей для различных значений базового параметра q представлены на следующих графиках. На рис. 1 отображено сравнение величин n для текстов, полученных после шифрования блочным шифром DES в различных режимах работы и после применения поточного шифра из семейства ChaCha20.

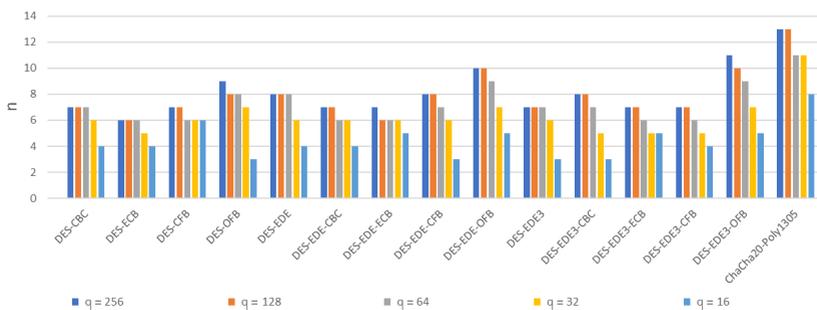


Рис. 1

Аналогично на рис. 2 отображено сравнение величин n для текстов, полученных после шифрования блочным шифром AES в различных режимах работы и после применения поточного шифра из семейства ChaCha20.

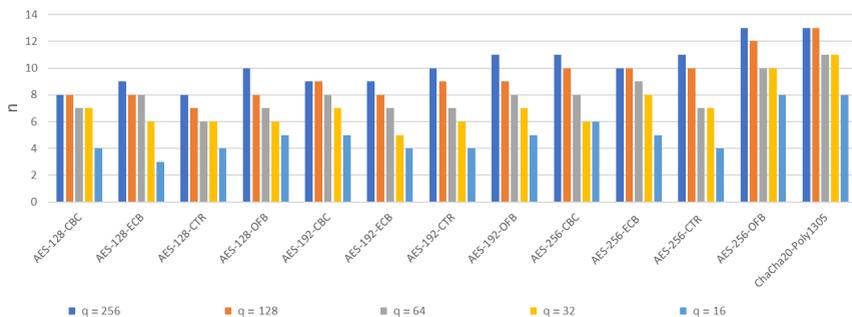


Рис. 2

Представленные результаты демонстрирует, что идентификация различий между шифрующими преобразователями на основе определения базовых параметров их текстовых последовательностей остается возможной при больших размерностях алфавита (например, при значениях $q = 128, 256$) и становится неудовлетворительной при сильном загромождении анализируемых данных (например, при значениях $q = 16, 32$).

- [1] 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.
- [2] Горбунов А.А. Сравнение алгоритмов структурной идентификации источников данных на основе определения их базовых параметров. // Труды XIII научной

конференции по радиофизике. /Ред. С.М. Грач, А.В.Якимов. – Н. Новгород: Изд-во «ТАЛАН», 2009, с. 225.

- [3] Шнайер Б. Прикладная криптография. Протоколы, алгоритмы и исходный код на С. – М.: Диалектика, 2022.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ СОСТЯЗАТЕЛЬНЫХ АТАК

М.В. Капралова, С.П. Никитенкова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Состязательное машинное обучение — это область, изучающая класс атак на нейронные сети, целью которых является ухудшение точности классификаторов, получение ошибочного прогноза с высокой степенью достоверности.

В работе исследовалась возможность применения спектрального анализа как инструмента обнаружения состязательной атаки. Гипотеза заключается в существовании различий между спектрами исходного и соответствующего ему атакованного изображений. Для создания состязательного примера использовался Fast Gradient Sign Method (FGSM) [1]. Идея метода состоит в том, чтобы добавить небольшое количество шума на основе градиента функции потерь по отношению к входным данным. Эффективности FGSM заключается в его простоте.

Для проверки гипотезы использовалась предварительно обученная на наборе данных Microsoft Asiga [2] сверточная нейронная сеть (CNN). На вход обученной нейронной сети подавались произвольные изображения кошек и собак. Животные на изображениях были распознаны корректно с точностью выше 90% несмотря на то, что на некоторых изображениях животные имели схожий с фоном окрас.

Выполнялась итеративная генерация вредоносного возмущения FGSM-методом. Уже после первой итерации изображение с кошкой, имеющей схожий с фоном окрас, стало классифицироваться, как изображение с собакой с вероятностью 91,4%. Потребовалось две итерации для того, чтобы аналогичным образом стала ошибочно воспринимать изображение с собакой как изображение с кошкой с вероятностью 95,2%. При дальнейшем увеличении количества итераций уверенность нейросети в правильности ошибочного решения увеличилась и достигла 100%.

Изображение обычно трактуется как двумерный сигнал, заданный на плоскости. Спектральные свойства изображения можно проанализировать с помощью дискретного преобразования Фурье. Для дискретного двумерного сигнала $f(x, y)$, представляющего отдельные цветные каналы изображения размера $M \times N$, дискретное преобразование Фурье $F(k_x, k_y)$ определяется как:

$$F(k_x, k_y) = \frac{1}{MN} \sum_{x=0}^{M-1} \sum_{y=0}^{N-1} f(x, y) \exp\left(-i2\pi\left(\frac{k_x x}{M} + \frac{k_y y}{N}\right)\right),$$

где x, y – позиция пикселя, $f(x, y)$ – значение пикселя выбранного канала изображения, k_x, k_y – пространственная частота.

Значение $F(k_x, k_y)$ комплексное. Используя формулу Эйлера $F(k_x, k_y)$ можно представить как

$$F(k_x, k_y) = |F(k_x, k_x)| \exp\left(i\varphi(k_x, k_y)\right),$$

где $|F(k_x, k_y)|$ – амплитуда, $\varphi\varphi(k_x, k_y)$ – фаза.

Спектр изображения показывает, насколько быстро/медленно изменяется контраст/цвет/значения пикселей в пространственных измерениях. В фурье-представлении

изображений спектральная амплитуда и фаза играют разные роли. Амплитуда представляет собой интенсивность различных частот в изображении. Фаза отвечает за выделение границ объектов на изображении [3, 4].

Было обнаружено, что состязательная атака на изображение сильнее всего изменила амплитуды низких и средних частот фурье-спектра изображения. Фазовый спектр изображения после атаки имел меньше всего изменений в области низких частот.

Спектр мощности изображения является важной характеристикой изображения и определяется как

$$P(k_x, k_y) = |F(k_x, k_y)|^2.$$

После применения преобразования Фурье к изображению информация представлена в новой области, но по-прежнему содержит 2D-информацию. Размерность может быть уменьшена без существенной потери информации путем азимутального усреднения:

$$P(r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(r, \theta) d\theta, \text{ где } r = \sqrt{\frac{4(k_x^2 + k_y^2)}{M^2 + N^2}} \text{ и } \theta = \text{atan2}(k_x, k_y).$$

Азимутальное усреднение можно рассматривать как сжатие и усреднение схожих частотных компонент.

На рисунке показан график разности значений азимутально-усредненного спектра мощности исходного и соответствующего ему атакованного изображений. Из графика видно, что с увеличением пространственной частоты разность значений спектра мощности начинает расти.

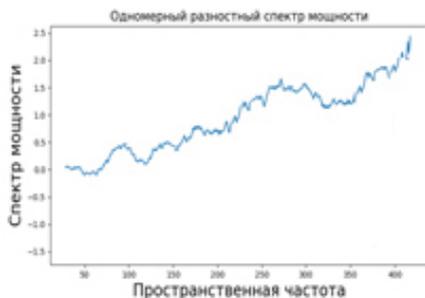


Рис.

Существенное различие в спектрах исходного и атакованного изображений доказывают справедливость выдвинутой гипотезы. Полученные результаты могут быть использованы для создания эффективных систем обнаружения состязательных атак.

- [1] Goodfellow I.J., Shlens J., Szegedy C. // Explaining and harnessing adversarial examples. arXiv preprint arXiv:1412.6572. 2014.
 [2] <https://www.kaggle.com/c/dogs-vs-cats>

- [3] Juvells I. et al. The role of amplitude and phase of the Fourier transform in the digital image processing // Am. J. Phys. 1991. Vol. 59, No. 8. P. 8.
- [4] Alieva T., Calvo M.L. Image reconstruction from amplitude-only and phase-only data in the fractional Fourier domain // Optics and Spectroscopy. 2003. Vol. 95. P. 110.

РАЗРАБОТКА ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ИДЕНТИФИКАЦИИ НЕМАРКИРОВАННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПИТАНИЯ

А.А. Коротышева¹⁾, С.Н. Жуков¹⁾, Ю.С. Егоров²⁾, А.Ю. Чекушева²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ НГТУ

Одной из задач национального проекта «Экология» [1] является создание автоматизированных сортировочных линий, обладающих более высокой производительностью и безопасностью, чем ручная сортировка, что предопределяет актуальность разработки отечественной программно-аппаратной платформы для автоматической идентификации и сортировки опасных видов отходов, таких как химические источники тока (элементы питания или ЭП), в составе твёрдых коммунальных отходов.

Настоящая работа посвящена описанию разработки интеллектуальной системы идентификации немаркированных элементов питания в рамках такой платформы.

Для идентификации немаркированных элементов питания реализована обработка информации двух видов:

- цветное изображение I (от Image);
- рентгеновский снимок R (от Radiograph).

В основе этапов обработки изображений I и рентгеновских снимков R лежат нейронные сети (НС), обученные на подготовленных наборах данных, содержащих изображения и рентгеновские снимки ЭП разных типов.

Обобщенная схема идентификации ЭП представлена на рисунке.

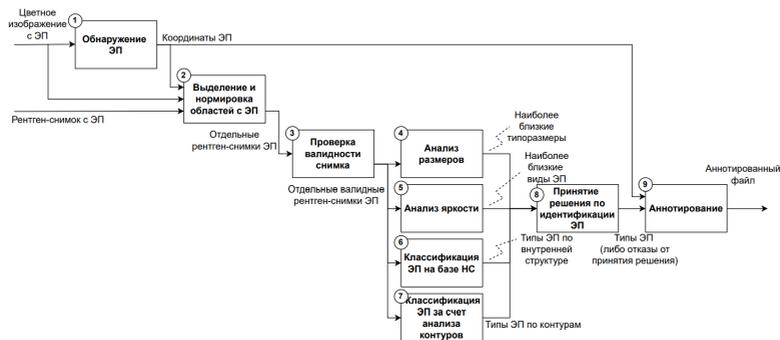


Рис.

В соответствии с разработанной схемой на основе обработки изображений I выполняются этапы:

1) Обнаружение ЭП;

На основе обработки изображений I совместно с рентгеновскими снимками R осуществляется:

2) Выделение и нормировка областей с ЭП;

8) Принятие решения по идентификации ЭП;

9) Аннотирование.

На основе обработки рентгеновских снимков R выполняются этапы:

- 3) Проверка валидности снимка;
- 4) Анализ размеров;
- 5) Анализ яркости;
- 6) Классификация ЭП на базе НС;
- 7) Классификация ЭП за счет анализа контуров.

Повышение достоверности идентификации ЭП осуществляется за счет применения двух каналов обработки изображений и рентгеновских снимков.

Таким образом, выделены следующие этапы обработки информации:

- Обнаружение ЭП – определение местоположений ЭП на входном изображении с помощью предобученной нейронной сети YOLO [2].
 - Выделение и нормировка областей с ЭП – выделение областей по полученным координатам, и их нормировка путем вращения до вертикального положения ЭП. Получение фрагментов с выделенными областями из изображения.
 - Проверка валидности снимка – оценка средней яркости фрагмента снимка.
 - Анализ размеров – определение типоразмера ЭП [3] за счет оценки соотношения высоты и ширины фрагмента снимка.
 - Анализ яркости – оценка средней яркости фрагмента снимка и сравнение с заранее определенными диапазонами яркости каждого типа ЭП.
 - Классификация ЭП на базе НС – анализ фрагмента снимка сверточной нейронной сетью MobileNet2 [4].
 - Классификация ЭП за счет анализа контуров – поиск границ на фрагменте снимка и выделение среди них прямых линий [5].
 - Принятие решения по идентификации ЭП – агрегация полученных результатов идентификации ЭП от алгоритмов классификации и формирование итогового решения.
 - Аннотирование – формирование файла с итоговым решением идентификации ЭП.
- Если полученная достоверность результата классификации меньше заданного порога, на выходе интеллектуальной системы идентификации для немаркированных ЭП формируется отказ от принятия решения о типе ЭП.

Интеллектуальная система идентификации немаркированных ЭП на основе нейронных сетей является эффективным способом повышения качества линий сортировки ЭП [6]. Кроме того, применение системы возможно для проверки качества производства ЭП.

Описанная интеллектуальная система может быть дополнена другими новыми этапами обработки информации для увеличения количества классифицированных ЭП [7].

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (договор № 57ГС1ИИС12-D7/72200 от 21.12.2021).

[1] Национальный проект «Экология» [Электронный ресурс] :- Режим доступа: https://www.mnr.gov.ru/activity/np_ecology/ (дата обращения: 27.05.2024).

- [2] Bochkovskiy A., Wang C.-Y., Mark Liao H.-Y. YOLOv4: Optimal Speed and Accuracy of Object Detection // *Computer Vision and Pattern Recognition*. 2020.
- [3] ГОСТ Р МЭК 86-1-96. Батареи первичные. Часть 1. Общие положения. – М.: ИПК Издательство стандартов. 1997. 43 с.
- [4] Sandler M., Howard A.G., Zhu M., Zhmoginov A., Chen L.-C. MobileNetV2: Inverted Residuals and Linear Bottlenecks // *Computer Vision and Pattern Recognition*. 2018. P. 4510.
- [5] Canny J.A computational approach to edge detection // *IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence*. 1986. PAMI-8(6). P. 679.
- [6] Блатов Р.И., Вострякова Е.А., Москвин А.С., Чупров Д.А., Егоров Ю.С., Коротышева А.А., Милов В.Р., Дубов М.С., Кербенева А.Ю. Программа для ЭВМ «Прототип интеллектуальной системы идентификации немаркированных элементов питания с использованием методов машинного обучения» // Свидетельство об официальной регистрации программы для ЭВМ № 2022663863 от 20.07.2022 г.
- [7] Коротышева А.А., Жуков С.Н. Разработка процедуры интеллектуальной идентификации объектов на основе анализа внутренней структуры // XXVIII Нижегородская сессия молодых ученых (гуманитарные, технические, естественные науки) : Статьи и тезисы молодых ученых, Нижний Новгород, 05–08 декабря 2023 года. – Нижний Новгород: Издательство "Перо", 2023. С. 255.

СРАВНЕНИЕ РАБОТЫ АЛГОРИТМОВ ВЫЯВЛЕНИЯ АНОМАЛИЙ В СЕТИ

Е.Н. Кривина, А.А. Рябов

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Обнаружение аномалий – это процесс выявления точек данных, сущностей или событий, которые выходят за пределы нормального диапазона, нахождение редких вещей или событий, которые по-разному отличаются от общей массы данных. Аномалия – это все, что отклоняется от стандартного или ожидаемого. Поэтому эту концепцию иногда называют обнаружением выбросов [1, 2].

На практике обнаружение аномалий часто используется для выявления подозрительных событий или плохих данных. Подозрительное событие может указывать на нарушение работы сети, мошенничество, преступление, болезнь. Аномалия также может быть результатом неисправности оборудования, поломки датчиков или отключения сети. Есть множество методов нахождения аномалий в данных, от статистических до применения алгоритмов машинного обучения.

Часто используемый набор методов – обучение с учителем, когда алгоритм обучается на помеченных данных. Метод контролируемого обучения основывается на существующих наборах данных с метками, которые называются обучающим набором, и путем сравнения с известными метками можно оценить прогнозируемый результат. Для принятия решения используется прошлый опыт, и для построения хорошо работающей модели всегда необходим высококачественный набор обучающих данных, однако удовлетворительный результат не гарантируется только набором данных, метод обучения является еще одним ключевым фактором в построении надежной модели. В обучении с учителем модель классификатора сначала создается путем обучения, после чего она может предсказывать дискретные или непрерывные выходы.

Популярными алгоритмами с обучением с учителем являются [3]:

- K-nearest neighbors (алгоритм K-ближайших соседей);
- Random forest (случайный лес);
- Gradient boosting (метод градиентного бустинга).

Для исследования взят набор данных UNSW-NB15, сетевые пакеты для которого искусственно создавались в лаборатории Cyber Range Lab UNSW Canberra для генерации гибрида обычных действий и атак [4-5]. Часть из этих данных была обработана и преобразована в тренировочный набор с 175000 записями. Этот набор включает 49 признаков с меткой, например, время жизни пакета, количество переданных байт, категорию атак.

Для набора составлена матрица корреляции признаков с метками. Одним из способов количественной оценки связи между переменными является использование коэффициента корреляции Пирсона, который является мерой линейной связи между переменными. На основе составленной матрицы были выбраны 9 численных признаков, которые являются наиболее важными для набора данных.

Для оценки работы алгоритмов использовались следующие метрики:

- Точность – доля объектов, названных классификатором положительными (выбросом) и при этом действительно являющимися положительными.
- Полнота – какую долю объектов положительного класса из всех объектов положительного класса нашёл алгоритм.

- F1-мера – среднее гармоническое двух метрик.

Обучение и тестирование работы алгоритмов по выявлению аномалий проводилось следующим образом:

1. Алгоритм обучался на наборе UNSW-NB15.
2. Для обучения с учителем набор разбивался в соотношении 1 к 2, где большая часть записей использовалась для обучения, меньшая для оценки работы алгоритма.

Результаты оценки работы алгоритмов приведены в таблице, где столбец 1 соответствует верному определению обычного действия, а столбец -1 – верному определению выброса. Общая оценка работы алгоритмов оценивается по метрике F1-мера. Значения F1-меры указаны в процентах.

Табл.

Название	Точность		Полнота		F1-мера
	1	-1	1	-1	
Градиентный бустинг	0,88	0,95	0,94	0,90	91,85
Алгоритм К-ближайших соседей	0,85	0,91	0,89	0,87	87,68
Случайный лес	0,90	0,95	0,94	0,91	92,26

Из таблицы видно, что алгоритм Случайный лес показал лучшие результаты.

Применение машинного обучения для выявления аномалий в сетевом трафике доказало свою эффективность как метод раннего обнаружения угроз.

- [1] Hodge V.J., Austin J.A. // Artificial Intelligence Review. 2004. Vol. 22, No. 2. P. 39.
 [2] Thwaini M.H. // Cukurova University Journal of Natural and Applied Sciences. 2022. Vol. 1. P. 34.
 [3] Линдигрин А.Н. // Известия ТулГУ. Технические науки. 2019. № 12. С. 400.
 [4] Nour M., Slay J. // Information Security Journal: A Global Perspective 2016. 2016. P. 1.
 [5] Nour M. // Data Analytics and Decision Support for Cybersecurity: Trends, Methodologies and Applications. 2017. P. 127.

НОРМАТИВНО-ПРАВОВЫЕ И ТЕХНИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ЗАЩИТЫ АСУ ТП

Р.Г. Нужный, Л.Ю. Ротков, В.А. Мокляков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Технологическое производство в любой из сфер экономики и бизнеса на сегодняшний день не может обойтись без применения информационных технологий. Повышение эффективности производства и качества продукции предполагает среди прочего автоматизацию критических процессов, а вмешательство человеческого фактора сводят к минимуму, отдавая предпочтения отказоустойчивым высокопроизводительным системам АСУ ТП. Такой подход неизбежен и справедливо обоснован ввиду наличия опасностей, сопровождающих производство, связанное с нефтепереработкой, атомной энергетикой, космической отраслью, военной промышленностью, и другими сферами экономики. Глобальная автоматизация и информатизация производственных процессов также неизбежно увеличивает риски возникновения нештатных и кризисных ситуаций вследствие возникновения технических сбоев и отказов АСУ. Еще более опасным и внезапным фактором, влияющим на работоспособность АСУ, является недостаточная защищенность объектов КИИ от угроз информационной безопасности.

Стоит отметить, что далеко не во всех странах мира правительство разделяет ответственность по защите КИИ с их владельцами: Федеральным законом определена суть в обеспечении защиты и устойчивого функционирования КИИ при проведении в отношении ее компьютерных атак; Правительством Российской Федерации определен порядок категорирования объектов КИИ; Федеральными органами исполнительной власти и регуляторами разработаны обязательные к исполнению требования по защите таких объектов. При этом субъект КИИ избегает ответственности перед законом в случае возникновения наихудшего инцидента, повлекшего к возникновению негативных последствий, если им выполнены все обязательные требования по защите ОКИИ. В обязанности субъекта входит выявление критических процессов, нарушение которых принесет ущерб, и проведение инвентаризации всех ИС/ИТКС/АСУ. Далее составляется перечень объектов КИИ, и комиссией принимается решение о присвоении каждому из объектов КИИ одной из категории значимости, либо решение об отсутствии необходимости присвоения категории значимости, исходя из определения негативных последствий в случае компьютерного инцидента и подсчета значений показателей критериев значимости.

В данном процессе неизбежно возникают сложности в определении границ АСУ относительно других объектов КИИ: данная проблема ощутима на крупных предприятиях, осуществляющих в том числе химическое, металлургическое производство, производство в области машиностроения, топливно-энергетического комплекса и атомной энергии, где АСУ ТП представляет собой целостное решение, состоящие из систем автоматизированного управления и авторизированных устройств, выполняющие критические процессы, в том числе обеспечение промышленной безопасности. В такой ситуации стоит разделять АСУ ТП на составные части и каждую часть выделять как отдельный объект КИИ. Как правило такими составными частями являются:

- система диспетчерского управления и сбора данных (SCADA);
- система управления производством (MES);
- распределенная система управления (DCS);

- системы планирования (управления) ресурсами предприятия (ERP);
- система управления жизненным циклом продукции (PLM).

Другая проблема заключается в сложности оценки масштаба последствий в результате возникновения компьютерного инцидента на объектах, входящих в состав АСУ ТП. Такая сложность возникает даже после разделения АСУ ТП на отдельные объекты, т.к. они осуществляют один и тот же процесс и масштаб последствий схожий для каждого из объектов, что приводит к неточности расчетов значений показателей критериев значимости. Одним из вариантов решения такой проблемы является разбиение процесса на несколько параллельных процессов и (или) цепочек процессов. В результате появляется возможность в отдельности рассмотреть, является ли каждый процесс критическим, а также провести оценку масштаба последствий для каждого процесса, который является критическим, в отдельности.

Поскольку объекты КИИ очень разнообразны и специфичны, это делает очевидным невозможность их гарантированной защиты от всех возможных угроз. Субъект разрабатывает модель угроз нарушителя и безопасности информации на каждый объект КИИ, используя базовый, адаптивный и дополнительный набор мер защиты в зависимости от актуальных угроз. В зависимости от специфики функционирования объекта и его размещения относительно границ КЗ, субъект по своему решению внедряет те или иные дополнительные меры защиты; создавая систему защиты значимого объекта КИИ, субъект также опирается на значения возможных рисков потери активов (информация, коммерческая тайна, оборудование, инфраструктура, и так далее). В зависимости от соотношения величины рисков и затрат на создание системы защиты объектов КИИ, субъект может внедрять современные решения по защите информации в тех уязвимых местах, где угроза атаки злоумышленником является наиболее актуальной. Для исключения воздействия извне контролируемой зоны субъекты стараются сделать объекты КИИ изолированными от внешних сетей связи; под внешними сетями в данном случае понимается не только «Интернет», но и, выделенная сеть смежного ведомства внутри единого предприятия, промышленной зоны, населенного пункта.

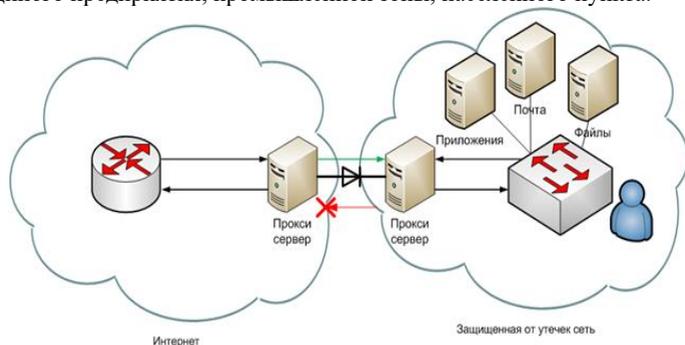


Рис. 1

Вместе с тем очень часто существует потребность передавать данные из сети связи с меньшим уровнем конфиденциальности в сети связи с более высоким уровнем конфиденциальности (рис. 1), другими словами, из открытой незащищенной сети в

систему в защищенном исполнении (АСЗИ). Так сложилось исторически, что система передачи данных с каждым годом становится все более универсальной средой для передачи самой различной информации как между конечными пользователями, так и между системными (служебными) устройствами. Чем больше универсальность, тем больше требований к этой системе. Также практически все современные инженерные системы имеют в своем составе встроенные компоненты для организации передачи разнородных данных (служебный "горизонтальный" трафик между устройствами, данные управления между центром управления и устройствами, мультимедийный трафик), имеющих непосредственное отношение к системам передачи данных [1].

Открытая сеть может быть источником сбора общедоступных данных, при этом данные могут быть соотнесены либо с самими собой, либо с другими наборами данных, и эта корреляция должна иметь гриф конфиденциальности. Иными словами, открытые данные могут и должны быть отнесены к конфиденциальным, в то же время как никакие конфиденциальные данные не должны выйти за пределы защищенного периметра. Угроза безопасности информации реализуется в результате образования канала реализации между источником угрозы и носителем (источником) информации, что создает необходимые условия для нарушения безопасности информации (деструктивного воздействия на нее или действия с ней). Для организации такого взаимодействия существуют сертифицированные решения, называемые однонаправленными шлюзами, или «Data Diode» (диод данных, рис. 2), и могут размещаться на канале передачи данных между двумя зонами с различными политиками информационной безопасности.

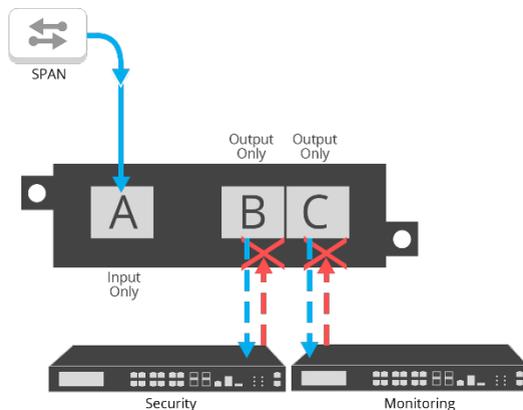


Рис. 2

Сетевые однонаправленные шлюзы – это специально разработанные аппаратные средства, которые позволяют «зеркалировать» сетевой трафик только в одном направлении [2]. Эту технологию теперь можно найти на уровне промышленного контроля для таких объектов, как атомные электростанции, производство электроэнергии и критически важные системы безопасности, такие как железнодорожные сети. Такая

конструкция позволяет создавать системы, недоступные для воздействия извне, но при этом допускающие сбор данных – например, телеметрии с промышленных датчиков. Обратная модель применения – получение защищённой сетью данных (например, обновлений) без возможности отправлять информацию за пределы периметра. Преимущество диодов данных над брандмауэрами заключается в том, что они устраняют фактор небрежного пользователя и разработчика. Поскольку диоды данных реализованы на аппаратном уровне, пользователи не могут неправильно настроить диод данных, и из-за его простоты маловероятно, что диод данных имеет скрытый недостаток конструкции, который позволит потоку данных вернуться в защищенный периметр.

К сожалению, такая организация взаимодействия между инфраструктурами различного уровня доступа всё равно не гарантирует защиту от утечки конфиденциальных данных с одной стороны и целостность и доступность с другой, поэтому требованиями к обеспечению защиты информации предусматривают в том числе использование граничных крипто-шлюзов, различного рода межсетевых экранов, систем обнаружения вторжений, антивирусную защиту, и так далее. Для обеспечения защиты информации используются в том числе анализаторы сетевых пакетов, устанавливаемые в информационной инфраструктуре в специально определенных точках захвата.

Если рассмотреть современную рабочую информационную инфраструктуру сложного объекта КИИ в разрезе уровней конфиденциальности составных сегментов, в ней обязательно будет присутствовать пересечение технологических процессов открытого и защищенного сегмента. Даже при условии организованного взаимодействия односторонней передачи данных между сегментами с разными уровнями конфиденциальности, на таких объектах необходимо обеспечивать дополнительные меры проверки отсутствия утечек данных, так как в результате инцидента ИБ данные с грифом конфиденциальности могут проникнуть в открытую сеть. Яркий и наиболее частый пример, когда нерадивый сотрудник использовал учтенный носитель секретной информации не по назначению, или в результате подключения этого носителя к машине, подключенной к открытой сети. То же самое может произойти, когда сотрудники не ознакомлены должным образом с политиками безопасности, подключают принесенный из дома USB-модем к защищенному локальному APM, обрабатывающему конфиденциальную информацию [3].

С учетом подобных инцидентов целесообразно дополнительно анализировать потоки однонаправленных данных между сегментами различного уровня конфиденциальности на предмет корреляции циркулирующих данных, для чего созданы и активно применяются системы обнаружения утечек информации (DLP-системы). Такие системы представляют из себя сложноорганизованную многоуровневую иерархию сбора и анализа данных, полученных в определенно выбранных точках захвата, при этом, чем сложнее инфраструктура объекта, тем сложнее и дороже DLP-система, ввиду увеличения количества обрабатываемых данных. Вместе с тем, большое количество циркулирующих данных требует быстроты и оперативности их обработки и анализа [4], и что немало важно отсутствия вмешательства в них, ведь, как известно, непрерывное и штатное функционирование объектов КИИ – есть основная цель организации таких объектов.

[1] Ищейнов В.Я. // Делопроизводство. 2022. №. 4. С. 97.

- [2] https://www.anti-malware.ru/analytics/Market_Analysis/Data-Diodes
- [3] <https://www.securitylab.ru/contest/409633.php>
- [4] Плотников Л.М., Нужный Р.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А. // В Кн. Труды XXVII научной конференции по радиофизике (Нижний Новгород, 15—25 мая 2023 г.). – Нижний Новгород: ННГУ, 2023. С. 532.

МЕТОДЫ АУТЕНТИФИКАЦИИ, ПРИМЕНЯЕМЫЕ В IPSEC

А.А. Рябов, Е.А. Васильева

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Методы аутентификации в IPsec

IPsec – это семейство протоколов, обеспечивающих конфиденциальность и целостность данных при их передаче по публичной сети. Он используется для создания защищенных туннелей «точка-точка». Основу IPsec составляют протоколы IKE (Internet Key Exchange – протокол обмена ключами в сети Интернет), ESP (IP Encapsulating Security Payload – инкапсуляция защищенных данных IP) и AH (IP Authentication Header – аутентификационный заголовок IP). Все три протокола не зависят от конкретных криптографических алгоритмов, а описывают только общий набор методов и формат передачи данных.

AH и ESP используются для передачи пользовательских данных. Они гарантируют целостность сообщений и аутентифицируют их источник; кроме того, ESP еще обеспечивает конфиденциальность передаваемых данных.

Протокол IKE существует в двух версиях: IKEv1 и IKEv2. В статье рассматривается только IKEv1. По отношению к ESP и AH он выполняет вспомогательную функцию: стороны используют его для аутентифицированного обмена ключами по алгоритму Диффи-Хеллмана и согласования параметров защищенного соединения. Набор этих параметров вместе с выработанными ключами образует два однонаправленных логических соединения, называемых ассоциациями безопасности (англ. Security Association, SA). IKE согласует две пары SA: одну – для передачи своих данных и одну – для передачи пользовательских данных, поэтому работа IKE разделена на две части – фазы. Во время первой фазы протокол IKE согласует между сторонами ассоциацию безопасности для передачи своих сообщений и таким образом создает защищенное соединение. Во второй фазе по этому защищенному соединению IKE согласует SA для работы ESP или AH. В результате второй фазы устанавливается защищенный туннель «точка-точка».

Аутентификация сторон происходит во время первой фазы, и существует четыре способа ее реализации [1]:

- 1) при помощи секретного ключа (англ. Pre-Shared Key, PSK);
- 2) при помощи электронной цифровой подписи (ЭП);
- 3) с использованием шифрования с открытым ключом (англ. Public Key Encryption, PKE);
- 4) с использованием переработанного режима шифрования с открытым ключом (англ. Revised Mode of Public Key Encryption, RPKE).

Аутентификация при помощи PSK является самой простой в настройке: каждому участнику соединения необходим только идентификатор другого участника и их общий PSK. Для работы данного варианта аутентификации не требуется установка и поддержка дополнительных систем. Очевидным недостатком является необходимость дополнительного защищенного канала для регулярного обновления PSK.

Остальные три варианта аутентификации в IKEv1 связаны с использованием криптографии с открытым ключом.

В варианте аутентификации при помощи ЭП каждая сторона формирует электронную подпись для имитовставки, охватывающей почти все сообщения 1-й фазы, и отправляет ее другой стороне. Другая сторона проверяет ЭП, и, если проверка завершается успешно, считается, что первая сторона прошла аутентификацию.

При аутентификации с использованием РКЕ каждая сторона использует открытый ключ другой стороны для зашифрования однократно используемого числа (англ. nonce) и своего идентификатора и затем отправляет их другой стороне. Другая сторона расшифровывает “nonce” своим закрытым ключом, формирует на его основе имитовставку для сообщений 1-й фазы и отправляет ее в ответном сообщении. При получении этого сообщения первая сторона тоже вычисляет имитовставку и сверяет свое значение со значением имитовставки, полученным от другой стороны. Эти значения совпадут только в том случае, когда другая сторона при формировании имитовставки использовала правильно расшифрованное значение “nonce”.

В варианте РРКЕ открытые ключи используются только для шифрования “nonce”, а для шифрования идентификаторов используется криптография с секретным ключом. С помощью шифрования с секретным ключом защищен и обмен ключами по алгоритму Диффи-Хеллмана, который в остальных вариантах аутентификации передается в открытом виде. Используемый секретный ключ вырабатывается на основе незашифрованного “nonce”. Это усложняет проведение атаки “человека посередине”.

Варианты аутентификации РКЕ и РРКЕ редко реализуются на практике [2].

РКИ и сертификаты открытого ключа

Во всех вариантах аутентификации с использованием криптографии с открытым ключом проходящая аутентификацию сторона доказывает, что она является владельцем закрытого ключа: формирует с его помощью ЭП или расшифровывает сообщение от другой стороны. Другой стороне при этом необходимо знать открытый ключ аутентифицируемой стороны. Для этого она может использовать сертификат открытого ключа. Он содержит открытый ключ, идентификатор его владельца и сформированную для них электронную подпись доверенной третьей стороны, в роли которой обычно выступает центр сертификации (ЦС).

Центров сертификации может быть несколько, и в совокупности они образуют инфраструктуру открытых ключей (англ. Public Key Infrastructure, PKI). В целом, PKI является сложной системой, однако ее преимущества позволяют получить гибкий механизм управления ключами. Также, по сравнению с аутентификацией посредством PSK, добавление нового хоста в сеть IPsec не требует внесения изменений в настройки остальных хостов сети. Все это делает аутентификацию с использованием сертификатов наиболее часто используемой в сетях IPsec с большим количеством узлов.

При организации PKI необходимо учитывать много нюансов, касающихся безопасности связанной с PKI системы: ненадлежащее хранение закрытого ключа может привести к его компрометации и, если он принадлежит ЦС, изданию поддельных сертификатов и списков отозванных сертификатов; при утере закрытого ключа ЦС не сможет издавать списки отозванных сертификатов; недоступность или редкое обновление информации о статусе сертификатов снижает уровень доверия в системе; применение для подписи сертификатов нестойкого алгоритма цифровой подписи может привести к

использованию злоумышленниками уязвимостей в нем для издания поддельных сертификатов [3].

Для установления достоверности информации, содержащейся в сертификате, необходимо выполнять проверку цепочки сертификатов. Для этого можно использовать алгоритм, описанный в [3]. Критерием правильности выполнения проверки цепочки сертификатов в реализации служит совпадение результата проверки с результатом, который получается при использовании данного алгоритма.

От правильности и полноты реализации проверки цепочки сертификатов зависит безопасность передаваемых пользователем данных. Например, одним из шагов алгоритма [3] является проверка значения флага “сА”. Он входит в сертификаты ЦС, указывая на принадлежность содержащихся в них открытых ключей центрам сертификации, а следовательно – на то, что владельцы данных сертификатов вправе издавать сертификаты другим пользователям РКІ. В сертификатах конечных пользователей данный флаг не должен быть установлен. Если программное обеспечение при проверке цепочки сертификатов пренебрегает проверкой данного флага, то возможна следующая атака [4]: злоумышленник получает у легитимного ЦС сертификат своего открытого ключа и, перехватывая подключение пользователя к сайту на этапе установления соединения, создает и подписывает своим ключом поддельный сертификат для этого сайта и отправляет его пользователю вместо настоящего. На стороне пользователя не проверяется флаг “сА” и сертификат злоумышленника признается действительным, поэтому злоумышленник может успешно перехватывать, расшифровывать и зашифровывать трафик между пользователем и сайтом.

Отсутствие выполнения проверки цепочки сертификатов или выполнение частичной проверки вместо полной является серьезной уязвимостью, и для ее обнаружения организации NIST [5] и BSI [6] разработали тесты и инструменты для их проведения. Задействованный в 2023 году для проверки российских средств ЭП инструмент NIST показал [7], что из трех средств ЭП только одно правильно выполняет проверку цепочки сертификатов, в двух других наблюдаются расхождения с ожидаемыми результатами в 10,5% и 6,5% тестов. Еще четыре средства ЭП не поддерживали зарубежные криптографические алгоритмы, и потому не участвовали в тестировании.

Проведение подобных тестов дает представление не только о правильности выполнения алгоритма в конкретной реализации, но и о функциональной совместимости данной реализации с другими.

Исходя из полученных в [7] результатов можно поставить задачу разработки системы тестов, в которой:

- тесты учитывают особенности функционирования РКІ в конкретной области (в данном случае – IPsec);
- учитывается работа средств защиты информации с российскими криптографическими алгоритмами.

Таким образом, проблема создания системы тестов для аутентификации с использованием сертификатов в протоколе IKE является актуальной.

[1] Harkins D., Carrel, D. The Internet Key Exchange (IKE). RFC 2409. 1998.

[2] Frankel S., Kent K., Lewkowsky R., Orebaugh A., Ritchey R., Sharma S. Guide to IPsec VPNs: Recommendations of the National Institute of Standards and Technology, Special

- Publication (NIST SP) [электронный ресурс]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. – 2005. Режим доступа: https://tsapps.nist.gov/publication/get_pdf.cfm?pub_id=150393, свободный (дата обращения: 24.05.2024).
- [3] Cooper D., Santesson S., Farrell S., Boeyen S., Housley R., Polk W. Internet X.509 Public Key Infrastructure Certificate and Certificate Revocation List (CRL) Profile. RFC 5280. 2008.
- [4] Marlinspike M. More Tricks For Defeating SSL // DEFCON 17. 2009.
- [5] Public Key Infrastructure Testing. X.509 Path Validation Test Suite. [электронный ресурс]. National Institute of Standards and Technology. Computer Security Resource Center. – 2016. Режим доступа: <https://csrc.nist.gov/Projects/pki-testing/X-509-Path-Validation-Test-Suite>, свободный (дата обращения: 24.05.2024).
- [6] Certification Path Validation Test Tool. A test tool for checking X.509 certificate path validation. [электронный ресурс]. Federal Office for Information Security. Режим доступа: https://www.bsi.bund.de/EN/Themen/Unternehmen-und-Organisationen/Informationen-und-Empfehlungen/Freie-Software/Certification-Path-Validation-Test-Tool/certification-path-validation-test-tool_node.html, свободный (дата обращения: 24.05.2024).
- [7] Станкевич Т. PKI-TopGear: сравнительный тест средств электронной подписи // XXI международная конференция по проблематике инфраструктуры открытых ключей и электронной подписи. 2023.

ОПТИМИЗАЦИЯ ТОПОЛОГИИ РАЗМЕЩЕНИЯ ПУНКТОВ ПРИЕМА СИСТЕМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ

А.Э. Зотин, И.Н. Карельский, Л.Ю. Ротков

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

При современных масштабах развития информационных радиотехнических систем различного назначения перспективной системой местоопределения источников радиоизлучения (ИРИ) может стать наземная пассивная двухпозиционная угломерно-разностно-дальномерная система (УРДС) [1]. Система состоит из двух пунктов приема сигналов ИРИ (ПП1, ПП2), разнесенных в пространстве на величину базы B (рис. 1).

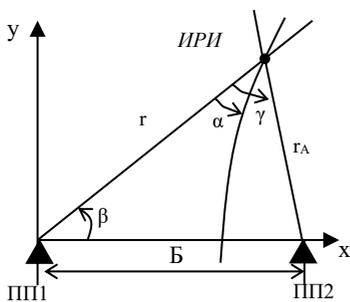


Рис. 1

Один из пунктов, например, ПП1, путем пеленгации определяет направления на ИРИ (β), а с помощью второго определяется расстояние (r), которое находится по формуле [1]:

$r = R^2 - B^2 / 2(B \cos \beta - R)$, где $R = r - r_A = c(t_1 - t_2)$ – разность расстояний, определяемая по разности времен (t_1, t_2) в приходе сигнала, излученного ИРИ, на пункты приема ПП1 и ПП2, соответственно.

Важной характеристикой УРДС, определяющей местоопределение ИРИ, являются размеры рабочей зоны системы (РЗС), в которой среднеквадратическая ошибка (СКВО) измерения местоопределения ИРИ не

превышает максимально допустимую величину ($\sigma_{\text{ири}} \leq \sigma_{\text{ири max}}$). РЗС находится в директивно установленной для системы полосе местоопределения (УПМ) (рис. 2). Обычно УПМ задается в виде границ (секторов или полос) относительно также директивно выделенного участка пространства (ВП), на котором должны быть размещены оба ПП.

СКВО $\sigma_{\text{ири}}$ для угломерно-разностно-дальномерного метода при некоррелированности измерений величин β и r зависит от ошибки определения линии положения (ЛП) постоянного пеленга на ИРИ $\sigma_{\text{лп}\beta}$ и ошибки определения ЛП постоянной разности дальностей до ИРИ $\sigma_{\text{лп}r}$, а также от угла α между двумя этими ЛП [2]:

$$\sigma_{\text{ири}} = (\sigma_{\text{лп}\beta}^2 + \sigma_{\text{лп}r}^2)^{1/2} / \sin \alpha.$$

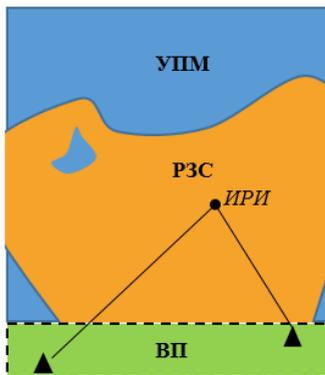


Рис. 2

СКВО $\sigma_{\text{ЛП}\beta}$ определяется СКВО пеленгатора σ_{β} и расстоянием r : $\sigma_{\text{ЛП}\beta} = r\sigma_{\beta}$, а СКВО $\sigma_{\text{ЛП}R}$ зависит от ошибки определения разности расстояний σ_R и угла γ под которым видна база системы (Б): $\sigma_{\text{ЛП}R} = \sigma_R / 2 \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right)$.

В УКВ диапазоне длин волн на размеры рабочей зоны УРДС существенное влияние оказывает рельеф земной поверхности в УПМ и ВП, на котором находятся ИРИ и ПП, так как дальность обнаружения ИРИ $R_{\text{обн}}$, в первую очередь наземных, ограничивается дальностью прямой видимости. Для её увеличения, требуется размещение ПП на высоких участках ВП. С другой стороны, ошибка местоопределения будет уменьшаться при увеличении базы (Б) (при углах α и γ близких к 90°), то есть, при размещении ПП ближе к краям ВП. Кроме того, на размещение ПП на некоторых участках ВП будут накладываться ограничения тактического и технического характера. Поэтому возникает потребность в оперативном адекватном определении мест расположения ПП с учетом противоречивых требований и объективных ограничений. Актуальность обозначенной задачи возрастает при относительно частой смене позиционного района применения УРДС.

В качестве *объекта исследования* рассматривается наземная двухпозиционная УРДС РТК, определяющая плоскостные координаты наземных ИРИ УКВ диапазона.

Целью исследования является разработка алгоритма определения оптимальных координат размещения ПП УРДС в новом позиционном районе, обеспечивающих максимальный размер РЗС при заданном ограничении на величину максимальной ошибки местоопределения с учетом рельефа земной поверхности и объективно установленных ограничений на размещение ПП.

РЗС рассматривается как суммарная зона обнаружения ИРИ каждым из ПП исходя из потенциальных (энергетических) дальностей обнаружения ИРИ (R_3) заданных техническими характеристиками ПП, и дальности прямой видимости ИРИ ($R_{\text{пв}}$), с учетом допустимых СКВО определения ЛП пеленга и ЛП разности дальностей.

В [3] и [4] предложен способ анализа дальности обнаружения $R_{\text{пв}}$ путем анализа и сравнения углов закрытия β_{zi} и углов визирования цели (ИРИ) ε_{ci} . Углы закрытия определяются для каждого рассматриваемого направления приема ПП, а затем выбирается наибольший из них, который и будет углом закрытия на данном азимутальном направлении. Если $\beta_{zi} > \varepsilon_{ci}$, то выбирается $R_{\text{пв}} = R_3$, где R_3 – удаление фрагмента рельефа, препятствующего распространению ЭМВ. Если $\beta_{zi} \leq \varepsilon_{ci}$, то $R_{\text{пв}}$ [км] можно рассчитать по формуле $R_{\text{пв}} [\text{км}] = 4,12\sqrt{|h_{\text{ИРИ}} - h_{\text{ПП}}| [\text{м}]}$, где $h_{\text{ИРИ}} = h_{\text{поз.ИРИ}} + h_{\text{ант ИРИ}}$ – абсолютная высота точки излучения ИРИ, с учетом высоты позиции $h_{\text{поз.ИРИ}}$ и высоты антенны $h_{\text{ант ИРИ}}$; $h_{\text{ПП}} = h_{\text{поз.ПП}} + h_{\text{ант ПП}}$ – абсолютная высота точки приема ПП, с учетом высоты позиции $h_{\text{поз.ПП}}$ и высоты антенны $h_{\text{ант ПП}}$.

Таким образом, при построении зон обнаружения ИРИ на возможных направлениях приема сигналов ПП необходимо определить дальность обнаружения сигналов ИРИ как минимальное из выше рассмотренных: $R_{\text{обн}} = \min\{R_3, R_{\text{пв}}\}$. С этой целью необходимо иметь полную информацию о рельефе местности (абсолютных высотах) в местах возможного размещения ПП, ИРИ и на пути распространения ЭМВ: ПП-ИРИ. Данные о рельефе можно получить, например, путем отправки запросов сервису Google Map.

Алгоритм оптимизации. Под оптимизацией топологии размещения ПП УРДС будем понимать поиск ω — дискретного варианта размещения элементов системы, который обладает наилучшим значением показателя качества из заданного конечного количества вариантов $\Omega = \{\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n\}$, $\Omega \in Z_n$, область ВП. При этом под вариантом размещения, ω_i , $i = 1, \dots, n$, понимается совокупность векторов пространственных координат ПП системы $X_n = [x_{n1}, x_{n2}, \dots, x_{nm}]$, $Y_n = [y_{n1}, y_{n2}, \dots, y_{nm}]$, где m — число возможных вариантов размещения ПП, а показателем качества выступает площадь РЗС S_{θ_p} . Таким образом, *целевой функцией в решаемой задаче является максимизация площади РЗС при заданных ограничениях:*

$$S_{\theta_p} = F(X_n, Y_n) \Rightarrow \max.$$

Отмеченные выше ограничения на размещение ПП могут быть представлены в виде набора координат и линейных размеров, задающих области, в которых запрещено размещение пунктов приема сигналом системы местоопределения:

$$\Psi = \{(x_1, y_1, l_{x1}, l_{y1}), \dots, (x_n, y_n, l_{xn}, l_{yn})\},$$

где x_i, y_i — координаты центра прямоугольной области, l_{xi}, l_{yi} — расстояние от центра области до граней, составляющих прямоугольник, $\Psi \in Z_n$.

Зоны размещения пунктов системы и источников излучения можно представить в виде координатных матриц, содержащих соответственно $L_n = m_n * k_n$ и $L_{ири} = m_{ири} * k_{ири}$ элементов (m и k по осям x и y соответственно). Расстояние между элементами матриц Δ — шаг просмотра зон, выбираемый исходя из требуемой точности учета рельефа. Элементами этих матриц будут являться узлы координатной сетки соответствующих зон.

Алгоритм, используя метод полного перебора при анализе всех возможных комбинаций позиций ПП УРДС РТК в ВП, обеспечивает поиск наилучшего размещения для обеспечения наибольшей площади РЗС в пределах УПМ, учитывая заданные ограничения и критерии оптимизации. Этот подход, хотя и требует значительного времени на вычисления, позволяет учесть все возможные варианты и выбрать наилучшие.

Таким образом, в процессе анализа УПМ для каждого варианта размещения элементов системы строится РЗС на основании анализа ошибок определения МП. После этого проверяется возможность прямой видимости между точкой размещения ИРИ и каждым ПП. Если прямая видимость невозможна, то точки размещения ИРИ исключаются из РЗС. Заключительным этапом алгоритма является выбор варианта размещения ПП, который обеспечивает наибольшую площадь РЗС.

На рис. 3 представлен результат оптимизации размещения ПП УРДС. В данном случае пункт системы, отвечающий за пеленгование и за определение времени прихода сигнала, алгоритм расположил справа. Рельеф местности данного района и полученные оптимальные позиции позволили получить РЗС площадью в 832 км². В сравнении с позициями, найденными без учета рельефа (рис. 4), наблюдается общее уменьшение площади, а также провалы в РЗС, связанные с невозможностью приема прямого сигнала из некоторых участков УПМ.

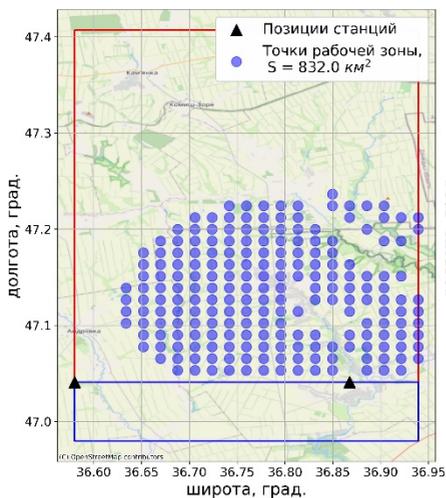


Рис. 3

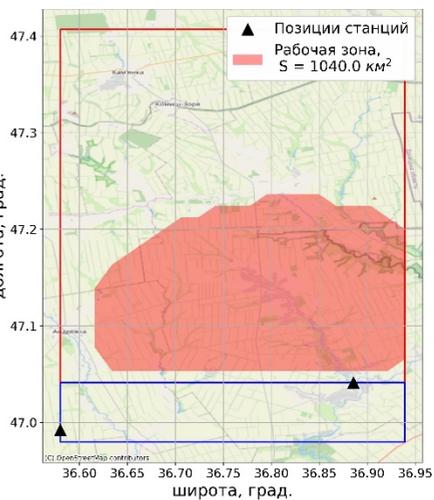


Рис.4

Из вышесказанного можно сделать следующие выводы:

1. Рельеф местности при размещении ПП УРДС в ВП существенно влияет на точность местоопределения ИРИ и размеры РЗС.

2. Разработанный алгоритм позволяет адекватно определять оптимальное размещение ПП УРДС и существенно сокращает время работы технического персонала по выбору позиций.

- [1] Бердышев В.П., Гарин Е.Н., Фомин А.Н. Радиолокационные системы: учеб. / под общ. ред. В.П. Бердышева. – Красноярск: Сиб. федер. ун-т, 2011. 400 с.
- [2] Дворников С.В., Саяпин В.Н., Симонов А.Н. Теоретические основы координатометрии источников радиоизлучений. // Учебное пособие. – СПб.: ВАС, 2007. 80 с.
- [3] Беллев С.А., Экало А.В., Рубцов Е.А., Кудряков С.А. // Информатика и компьютерные технологии. 2022. №. 9 (28). С. 7.
- [4] Чернышкова М.С. // Программные продукты, системы и алгоритмы. 2017. №. 2. С. 1.

Секция «Информационные системы.
Средства, технологии, безопасность»

Заседание секции проводилось 21 мая 2024 г.
Председатель – Л.Ю. Ротков, секретарь – А.А. Рябов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Труды XXVIII научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ПРОБЛЕМЫ ФИЗИЧЕСКОГО И ИНЖЕНЕРНОГО ОБРАЗОВАНИЯ»

Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – С.А. Козлов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД К ПОДГОТОВКЕ ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИХ КАДРОВ ДЛЯ НИИ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

С.М. Некоркин, М.Е. Францев, О.Е. Зверева

АО «ФНПЦ «ННИИРТ»

Как известно, комплексный подход к подготовке инженерно-технических кадров требует выполнения мероприятий по трем направлениям: знакомство с особенностями будущей деятельности инженера (довузовские профориентационные мероприятия), профессиональное и личностное вхождение в специальность (вузовская подготовка), развитие личностно-профессионального потенциала (послевузовские мероприятия, реализуемые непосредственно на предприятии) [1]. На сегодняшний день поиск эффективных вариантов реализации комплексных подходов в подготовке инженерно-технических кадров является актуальной задачей, решение которой напрямую связано с успешной реализацией деятельности в области научных исследований и разработок инновационной продукции в НИИ радиотехнической направленности.

Ярким представителем НИИ радиотехнической направленности является АО «ФНПЦ «ННИИРТ». Основное направление деятельности института радиотехники связано с разработкой и изготовлением радиотехнических систем и комплексов в интересах заказчика с использованием современных инновационных технологий. В институте особое внимание уделяется реализации всех трех вышеуказанных направлений деятельности, связанных с подготовкой инженерно-технических кадров для предприятия.

В рамках ранней довузовской подготовки специалистами АО «ФНПЦ «ННИИРТ» разработан элективный курс «Введение в радиотехнические дисциплины», который предназначен для учащихся старших классов, проявляющих интерес к изучению точных наук (физика и математика) и собирающихся в дальнейшем повышать свой уровень образования в учебных заведениях технического (научно-технического) профиля. Курс носит профориентационный характер и через последовательное рассмотрение основных базовых вопросов электроники и схемотехники (включая технологические аспекты) позволяет создать общее понимание роли и места радиотехнических дисциплин в научно-технической деятельности предприятий электронной промышленности.

Целью курса является развитие у школьников исследовательских навыков и формирование у них целостного восприятия области наук радиотехнической направленности и метапредметных компетенций для формирования обоснованного выбора в пользу дальнейшего обучения по инженерно-техническим специальностям, востребованным в научно-исследовательских институтах (научных центрах и др. научно-технических учреждениях) электронной промышленности.

Задачи курса включают в себя знакомство учащихся с историческим аспектом развития радиосвязи и радиолокации в Нижнем Новгороде; знакомство с характеристикой профессиональной деятельности в области радиоэлектроники; формирование общего представления о радиотехнических дисциплинах; знакомство с основными этапами развития электроники и схемотехники; формирование представлений о физических основах строения материалов и компонентов электронной техники; знакомство с основами аналоговой и цифровой схемотехники; знакомство с устройством и принципом действия радиотехнических систем на примере радиолокационных станций; знакомство учащихся с основами электрорадиоизмерений; знакомство с технологией

производства радиоэлектронной аппаратуры и приборов; знакомство с технологией производства микроэлементов, микромодулей и микросхем; знакомство с основами регулировки радиоэлектронной аппаратуры и приборов; знакомство с основными этапами проведения научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ.

Элективный курс в полном объеме реализован в 10 классе подшефной школы № 135 г. Нижнего Новгорода в формате факультативных занятий.

Кроме этого, специалисты АО «ФНПЦ «ННИИРТ» взяли на себя обязательство проводить занятия в рамках курса «Индивидуальный проект» в профильной инженерной подгруппе 10 класса в течении учебного года с выполнением практической части на базе института. Рабочая программа курса была пересмотрена и дополнена примерами научно-исследовательской и инженерной деятельности на предприятиях радиоэлектронной промышленности. Учебные темы элективного курса «Введение в радиотехнические дисциплины» и предмета «Индивидуальный проект» составлены с учетом последовательного изложения материала и носят взаимодополняющий характер. Как было отмечено в работе [1]: «В рамках первого этапа идет знакомство с особенностями будущей деятельности инженера, дается определение мотиваций, склонностей, личных качеств, предрасположенностей к избираемой профессии». Хочется отметить, что выполнение индивидуальных проектов школьниками курируется молодыми наставниками предприятия, которые недавно закончили вуз или продолжают обучение в аспирантуре. Такая деятельность молодых наставников способствует развитию личностно-профессионального потенциала инженера.

Профориентационная деятельность института охватывает и студентов инженерных (физико-технических) специальностей г. Нижнего Новгорода. Работу в этом направлении целесообразно проводить в рамках Передовой инженерной школы (ПИШ) с адаптированными учебными программами под специализацию конкретного радиотехнического предприятия. Одним из вузов, получивших поддержку из федерального бюджета на Программу ПИШ, является ННГУ им. Н.И. Лобачевского, с радиофизическим факультетом которого АО «ФНПЦ «ННИИРТ» в рамках ПИШ осуществляет взаимодействие по широкому кругу вопросов, в том числе и связанных с разработкой новой образовательной программы по новой специализации и организацией нового специального образовательного пространства.

Основываясь на вышесказанном, разработана профориентационная концепция для студентов 2-3 курса радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского, позволяющая помочь студентам сделать обоснованный выбор в пользу их дальнейшего обучения по специализированным программам, с учетом специфики АО «ФНПЦ «ННИИРТ». Согласно разработанной концепции «ранняя профориентация студентов» включает в себя следующие этапы: предварительное знакомство студентов с деятельностью института (экскурсии, профориентационные лекции, мастер-классы и беседы); собеседование на предмет временного трудоустройства студентов на предприятие (при положительном решении выбирается курирующее подразделение с интересующей тематикой); трудоустройство на предприятие с назначением наставника из числа ведущих инженерно-технических работников курирующего подразделения. Причем, после трудоустройства составляется индивидуальный профориентационный план работы молодого работника, связанный с введением в специальность на рабочем месте по выбранной тематике.

Кроме этого, в институте проводятся плановые мероприятия по обеспечению условий для достижения необходимого теоретического уровня и практической подготовки сотрудников разрабатывающих подразделений. К таким мероприятиям можно отнести: разработку индивидуальных программ подготовки разработчиков для самообразования; организацию лекций, консультаций, лабораторных практикумов; адресную научно-информационную и методическую поддержку при поступлении в аспирантуру и выполнении диссертационных работ на соискание ученой степени; конкурсы по выявлению и поддержке талантливых молодых исследователей и стимулированию молодых специалистов к научной деятельности; отбор кандидатур работников для обучения в вузах (в том числе в аспирантуре) за счет предприятия.

С целью содействия разработчикам в приобретении необходимых компетенций в АО «ФНПЦ «ННИИРТ» проводятся тематические научно-технические конференции, семинары и дискуссии, а также обеспечиваются условия для участия сотрудников в научно-технических мероприятиях сторонних организаций.

Таким образом, в работе представлен вариант реализации комплексного подхода к подготовке инженерно-технических кадров в области научных исследований и разработок инновационной продукции в НИИ радиотехнической направленности на примере профориентационной деятельности АО «ФНПЦ «ННИИРТ».

- [1] Алимova Ш.М. // Достижения науки и образования. Ежемесячный научно-методический журнал. 2018. Т. 1, №. 8. С. 50.

ПРАКТИКУМ ПО МЕХАНИКЕ ПОВЫШЕННОГО УРОВНЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ ДОВУЗОВСКОЙ ПОДГОТОВКИ ПЕРЕДОВОЙ ИНЖЕНЕРНОЙ ШКОЛЫ ННГУ

М.А. Фаддеев, Ю.В. Масленникова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

С первых дней организации Передовой инженерной школы (ПИШ) ННГУ «Космическая связь, радиолокация и навигация» в ННГУ стала очевидной важность довузовской подготовки будущих студентов.

На базе НИФТИ ННГУ была разработана система работы со старшеклассниками – будущими абитуриентами. Основным методом работы являются занятия экспериментальной физикой на базе лабораторий НИФТИ в рамках выполнения учебно-исследовательских и научно-исследовательских работ (УИР и НИР). При этом специфика ПИШ требует инженерно-техническую направленность НИР. Основное требование обучения – максимально возможное приближение к реальным физическим системам.

Контингент учащихся формировался, в частности, усилиями учителей физики средних школ, сотрудничающих с ННГУ в течение уже нескольких лет. Такое сотрудничество позволяло привлекать способных и мотивированных школьников в группы довузовской подготовки.

Побочным эффектом работы системы довузовской подготовки явились многочисленные запросы от школьников 7 – 9 классов средних школ. Получив некоторую информацию от учителей и старших товарищей, они начали обращаться с просьбами выполнения УИР в лабораториях НИФТИ под руководством научных сотрудников ПИШ ННГУ. Оказалось, что интересы таких учеников выходят за пределы обычных школьных проектов. Конечно, такие устремления молодежи следует всячески поощрять, но данная ситуация ставит серьёзные проблемы.

Прежде всего, школьники 7 – 9 классов ещё не освоили даже базовый курс физики средней школы. Естественно, заниматься с такими детьми можно лишь экспериментальной физикой. Необходимые элементы физической теории приходится редуцировать и адаптировать.

Занимаясь проблемой обучения основной школы, авторы разработали и издали несколько учебных пособий по экспериментальной физике [1, 2]. Указанные пособия содержат описания экспериментов исследовательского уровня на стандартном оборудовании школьных физических кабинетов и/или изготовленном из поручных материалов.

Однако довузовская подготовка к ПИШ требует современного качественного и высокоточного экспериментального оборудования. Современных школьников не впечатляют установки «из верёвочек и пластилина», они не видят основные законы физики за такими устройствами. В настоящее время начальное обучение будущих квалифицированных специалистов следует проводить на современных высокотехнологичных установках.

Важной учебно-методической задачей довузовской подготовки ПИШ является выполнение школьниками практикумов, выходящих за рамки базового курса физики общеобразовательной средней школы.

Для решения данной задачи Лабораторией физико-технической и инженерной подготовки студентов и абитуриентов ПИШ ННГУ были закуплены в ООО «Вектор» несколько комплектов современного лабораторного оборудования по элементарной

механике. Это дало возможность разработки ряда практикумов инженерно-технической направленности. Комплектность приобретенного оборудования позволяет конструировать установки для исследовательских работ, вполне доступных для школьников 7–х классов.

В качестве характерного примера рассмотрим исследование полиспаств различной кратности. Для теоретического обоснования работы достаточно объяснить учащимся принципы работы неподвижного и подвижного блока. С поддержкой простых демонстраций данный учебный материал успешно усваивается.

Набор блоков, шнуров, грузов, крюков, подвесов, динамометров, подшипников на магнитных присосках, позволяет собрать на вертикальном стенде конструкцию одинарного полиспада. Поднимаемый (или удерживаемый) груз заранее взвешивается на электронных весах, входящих в комплект лабораторного оборудования. Подъемная сила измеряется динамометром. Опыты проводятся для ряда грузов различной массы. Результаты измерений с помощью программы Excel отображаются в графическом виде. Школьники по построенному графику наглядно убеждаются в прямо пропорциональной зависимости веса груза P и силы F . Программа Excel позволяет провести линейную аппроксимацию зависимости и вычислить угловой коэффициент, который демонстрирует «удвоение силы». При этом руководитель УИР дает школьнику начальные сведения о расчете погрешностей результатов эксперимента.

Из того же оборудования на магнитной доске можно собрать двойной полиспаст, провести аналогичные опыты и расчеты. В результате обнаруживается, что коэффициент увеличения силы P/F несколько меньше теоретического значения, рассчитанного для идеальных блоков. Таким образом, учащиеся количественно оценивают влияние такого вездесущего фактора, как трение.

Следующий этап данной УИР состоит в конструировании тройного полиспада и проведении аналогичных экспериментов. В этом случае рассчитанный по результатам опытов коэффициент увеличения силы P/F уже значительно меньше теоретической величины P/F , что свидетельствует о резком увеличении потерь на трение. Таким образом, молодые экспериментаторы получают представление о реальных механических системах, их теоретическом описании, а также о методах математической обработки результатов измерений, включая расчет погрешностей.

Другим интересным примером являются УИР с системами пружин. Закон Гука на примере растяжения цилиндрической пружины изучается в курсе средней школы. Работами инженерно-технической направленности повышенного уровня являются исследования систем пружин, которые широко используются во множестве механизмов. Теоретический расчет жесткости параллельно и последовательно соединенных пружин не вызывает трудностей у школьников. С другой стороны, многолетняя практика авторов показала нетривиальные трудности реализации соответствующих систем на базе стандартного школьного оборудования.

Напротив, оборудование ООО «Вектор» позволяет учащимся легко конструировать различные варианты систем цилиндрических пружин, которые укрепляются на стенде с помощью магнитных присосок. В комплект оборудования входит удобное и достаточно точное устройство измерения удлинения деформированных пружин. Серии экспериментов с варьированием нагрузки проводятся за несколько минут. Затем, используя программу Excel, учащиеся строят графики связи нагрузки и удлинения, на

основе которых вычисляют величину жесткости систем пружин. Эксперименты дают совпадение с теоретическими результатами в пределах допустимых погрешностей.

Среди нового оборудования имеется пружинный пистолет, стреляющий стальными шариками и физический маятник с ловушкой. Такая аппаратура позволяет экспериментально исследовать баллистические траектории и измерять их геометрические параметры. Используя результаты опытов и решая элементарные кинематические уравнения, можно вычислять начальную скорость шарика и погрешность ее измерения.

Из устройств того же комплекта легко собирается установка, называемая баллистическим маятником. Если школьник с помощью руководителя освоит законы сохранения импульса и энергии, то он способен рассчитывать скорость «снаряда» по углу отклонения маятника с ловушкой. Далее ученик имеет возможность сравнивать значения физической величины (начальную скорость шарика), полученные разными методами.

Для школьников, только начинающих изучать физику, в комплекте оборудования имеются легкие однородные коромысла, подвесы и подшипники. Используя магнитные присоски, учащиеся конструируют на стенде различные варианты рычагов первого и второго рода, знакомятся с «золотым» правилом механики, решают вопрос: смог ли бы Архимед поднять Землю, если бы ему дали точку опоры.

При разработке методики или в ходе экспериментов иногда обнаруживается отсутствие важных деталей. В таких случаях, или при возникновении новых идей, руководитель НИР совместно со школьником разрабатывает и вычерчивает эскиз необходимой детали. Затем оформляется заявка в Научно-производственный отдел НИФТИ, где изготавливается деталь высокого качества и требуемой точности. Таким образом, школьники знакомятся с важным этапом инженерно-технической деятельности.

Новые практикумы были успешно апробированы школьниками 7-х классов научного общества учащихся при НИФТИ ННГУ. Наиболее интересные результаты УИР, выполненные школьниками на закупленном оборудовании, были доложены на Конкурсе научно-исследовательских и инженерных работ школьников «Физика, технологии и инженерия будущего», прошедшем 16 – 17 мая 2024 года и награждены дипломами 1 – 3 степеней.

- [1] Масленникова Ю.В., Фаддеев М.А. Экспериментальные задачи по физике. Механика. – Нижний Новгород.: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2020. 81 с.
- [2] Масленникова Ю.В., Фаддеев М.А. Экспериментальные задания по физике. – Нижний Новгород.: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2020. 128 с.

РЕАЛИЗАЦИЯ МЕЖПРЕДМЕТНЫХ СВЯЗЕЙ В РАМКАХ ПРОПЕДЕВТИЧЕСКОГО КУРСА ИНЖЕНЕРНОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

А.А. Смирнов¹⁾, О.В. Лебедева²⁾

¹⁾ МБОУ «Лицей № 40»

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Уже несколько лет ведущие технологические предприятия поддерживают открытие в школах инженерных классов, обучение в которых должно стимулировать интерес школьников к техническим специальностям. Нижегородская область активно участвует в инициативе. На текущий момент в школах области функционируют инженерные классы судостроительного и авиационного профиля, атомклассы проекта «Школа Росатома», Менделеевские классы, Инженерные классы Мининского университета и другие. Программы классов очень вариативны, однако, общая концепция единообразна: в основной школе ведущая роль отдается внеурочной деятельности в рамках воспитательной работы, прежде всего профориентационным мероприятиям, а также реализации профильного курса внеурочной деятельности, а в средней школе к этому подключается выбор технологического профиля и реализация учебных проектов и исследований соответствующей направленности [1].

Все чаще при разработке моделей предпрофильного инженерного образования особое внимание уделяется самому раннему этапу – 5-6 классам [2]. При этом нужно учитывать, что изучение курсов физики и химии в школе начинается позже, в 7-8 классах. В настоящее время существует достаточно много разработанных пропедевтических курсов физики для 5-6 классов. Однако в инженерной направленности пропедевтические курсы будут наиболее эффективны, если позволяют комплексно использовать знания физики, математики и технологии.

Основу разрабатываемого нами пропедевтического курса инженерной направленности составили следующие положения:

- совмещение физического, математического и технологического содержания;
- выделение «сквозных тем» (многократное возвращение к теме по мере развития физических и математических знаний и умений);
- формирование универсальных учебных действий и достижение метапредметных результатов;
- пропедевтика инженерного образования, но не профилизация.

Именно в 5-6 классах своевременно начать комплексное формирование базовых исследовательских и логических действий, эффективно поддержать и укрепить возникающую познавательную потребность применения новых элементов математического аппарата в связи с переходом от множества натуральных чисел к множеству действительных, и от простых арифметических действий к элементам алгебры и геометрии. Простроенный подобным образом пропедевтический курс способен стать основой для формирования личности инженера, а его реализация посредством «сквозных» тем, обеспечивающих регулярное воспроизводство умений и навыков на основе уже частично известного материала по мере усвоения математической и технической подготовки, призвана сформировать устойчивую конструкцию восходящей спиралевидной структуры инженерного образования. К таким «сквозным» опорам мы относим навыки прямых и косвенных измерений с учетом погрешностей, навыки оценки,

навыки работы с числовыми множествами, навыки построения графиков, различные способы определения числа π , идеи замощения и прочее.

В качестве одного из примеров «сквозной» темы рассмотрим различные способы определения числа π . Сначала мы предлагаем ребятам выполнить работу по измерению длины окружности: сравнить для семи окружностей различных радиусов отношения их длины к диаметру и сделать вывод. Далее следует переход к статистическим закономерностям и возможностям определения числа π вероятностными методами, естественно, не обходя на этом этапе сложных понятий, в частности математического ожидания, в игровой форме мы предлагаем ребятам способ определения числа π при решении задачи Бюффона о бросании иглы.

Далее, в той части курса, которая посвящена понятию площади, вновь обращаемся к числу π . Предлагаем определить площадь круга путем его разрезания на сектора и перекладывания их в фигуру, близкую к прямоугольнику. Здесь же, вероятно, будет эффективно поговорить об оценке числа π сверху и снизу. В качестве продолжения вероятностной «сквозной» предлагается практическая работа по определению числа π методом Монте-Карло по соотношению количества случайных точек, попавших внутрь круга и квадрата. Работа вновь вариативна, точки можно распределять как механически на листе, так и при помощи генератора случайных чисел, дополняя работу методической задачей формирования навыка представления информации графическими способами.

Новое обращение к числу происходит при изучении плотности. Ставится задача определить число π несколькими способами с помощью имеющегося оборудования: лист А4 картона, 11 листов бумаги А4, весы электронные, ножницы, циркуль, линейка без делений/линейка с делениями. Напомним, что относительно недавно эти же школьники уже связывали вместе площади квадрата, квадранта и число π .

В дальнейшем ребята еще не раз обратятся к числу π на алгебре и геометрии, вновь вернуться к его физическому смыслу, а в старшей школе при углубленном изучении информатики, предполагаемом в инженерных классах, реализуют алгоритм метода Монте-Карло с точки зрения и математической, и вероятностной, и программной составляющей.

Подобный комплексный подход, направленный на укрепление инженерной базы, а не раннюю профилизацию, по нашему мнению, может быть наиболее эффективным. При этом регулярное обращение к практике выполнения эксперимента на основе измерений и их оценки, формирование навыков представления информации в различных формах, работа с механическими моделями и их изготовление должны максимально содействовать формированию инженерного мышления.

- [1] Методические рекомендации по созданию инженерных классов судостроительного профиля в общеобразовательных организациях субъектов Российской Федерации. – С.-Петербург: СПбГМТУ, 2022. 121 с.
- [2] Кисленко Е.С. Проблема инженерной подготовки в вузе и пропедевтический курс физики в школе // Вестник ТГПУ. 2017. №. 12 (189). С. 56.

ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ РЕСУРСЫ ВУЗОВ ДЛЯ ОСУЩЕСТВЛЕНИЯ ПРОЕКТНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ ШКОЛЬНИКОВ

И.Ю. Звoryкин, М.Р. Каткова

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Организация проектной деятельности учащихся является актуальной задачей для общеобразовательных учебных заведений.

В самой простой формулировке школьный проект по физике – это реализация практической идеи учащегося, относящейся к учебному предмету "Физика" в виде законченного полезного устройства. Выполнение проектов по физике, исходя из нашего опыта, приводит к пониманию учащимися того факта, что их знаний и умений по этому предмету недостаточно для самостоятельного выполнения проекта. Таким образом, выполнение проекта по физике стимулирует продолжение учащимися образования в вузе, где по окончании школы они смогут получить необходимые знания и умения, требуемые в работе инженера или научного сотрудника.

При этом сами вузы могут предоставить ряд ресурсов для выполнения школьниками своих индивидуальных проектов. Рассмотрим каждый из этих ресурсов подробно, указав проблемы, возникающие при его использовании.

1. Руководители проектов в статусе педагогов дополнительного образования (ПДО)

В силу ряда причин учителя школ не всегда могут осуществлять руководство проектной деятельностью по физике. При этом проектная деятельность по физике может быть полезной учителю в решении его основной задачи – обучения физике. Для этого есть разные пути, один из которых – система "урок-практикум-проект" [1-2]. Решением вопроса нехватки педагогов для поставленной задачи является использование научных сотрудников и преподавателей вузов.

Проблемы:

а) Как правило, сотрудники вузов решают определенную задачу в конкретной области. Это может привести к узкой специализации тем руководимых им проектов. При этом специальные глубокие знания, которые имеет такой специалист, не требуются для выполнения проекта. По нашему мнению, преподаватели вузов способны руководить практически любым школьным проектом.

б) Преподаватель вуза в основном работает со студентами. К студентам могут предъявляться иные требования по самостоятельности их учебной деятельности, чем к школьникам. К выполнению проекта учащиеся школ могут быть совершенно не готовы. И здесь частью работы будет формирование ПДО базы учащегося для выполнения проекта в виде необходимых знаний и умений. Система "урок-практикум-проект" предполагает проектно-ориентированный физический практикум, проводимый ПДО, для дополнительной подготовки учащихся [1-2].

2. Лаборатории вуза

Школьный физический кабинет, даже самый хороший, исходно не был предназначен для выполнения проектных работ школьников. Там часто нет возможности хранить то, что связано с выполнением проектов, пока они еще не выполнены. Демонстрационное и лабораторное оборудование имеется, как правило, в количестве, достаточном лишь для выполнения демонстраций и лабораторных работ. Дополнительного

оборудования, которое можно отдать для таких задач, в распоряжении учителя может не оказаться.

Лаборатория вуза рассчитана на исследования, на создание нового оборудования, а также на модернизацию имеющегося. Самих физических лабораторий в вузе больше, чем физических кабинетов в школе. Также в вузе можно найти неактуальное для научной работы оборудование, которое вполне может послужить материальной базой для школьного проекта.

Проблемы:

а) Для школ организация выполнения индивидуального проекта учащимися является требованием ФГОС. Поскольку есть требование, то должно быть обеспечение и поддержка. Для вузов компенсации затрат на организацию проектной деятельности напрямую не предусмотрено.

б) Иногда в ходе работ школьников в лаборатории вуза происходит следующее.

На одном из конкурсов проектных работ первое место получила работа «Лазерная наноконформная сварка рассеянных биологических тканей». По мнению жюри конкурса «Эта работа качественно выделяется и на голову сильнее конкурентов. Важно, что подростки занимаются благородным делом, а также работают на переднем крае науки XXI века». На самом деле учащиеся ничего нового не изобрели. Их работа представляет собой компиляцию из научных статей и описание уже запатентованного метода сварки, над которым работала целая лаборатория.

В другом случае учащимся доверили испытать шов динамометром на разрыв [3].

В подобных случаях всегда остается вопрос: какие новые знания и умения по физике получили школьники в результате выполнения такого проекта?

3. Экспертиза проектов учащихся.

У учителя физики весьма ограничен ресурс времени, который требуется для получения дополнительных знаний и умений, необходимых для организации выполнения проектов. При этом учитель в ходе своей основной деятельности не выполняет проекты и исследования по физике и у него, возможно, нет опыта такой деятельности. Поэтому оценка проектов, происходящая в самой школе и осуществляемая силами учителей, может оказаться недостаточно глубокой.

Привлечение для оценки проектов на разных этапах их выполнения сотрудников вузов может повысить качество оценки и качество самих работ. При этом решающей оценкой должна оставаться оценка учителя и руководителя работы.

Проблема:

Экспертиза проектов учащихся осуществляется в основном для конкурсных мероприятий. Но не все дети участвуют в конкурсном представлении своих проектов. В итоге они не получают никакой сторонней экспертной оценки их работы. Тем более, что на конкурсах такая оценка происходит поздно, когда работа уже закончена и сделана плохо.

4. Экспертиза безопасности выполнения проектов

Работники вузов, без сомнения, обладают существенно большими знаниями и опытом в вопросах безопасности исследовательских работ и работ по созданию нового оборудования.

У учителя тоже есть действующие инструкции по технике безопасности. Но они, насколько нам известно, составлялись без учета того, что ему придется руководить проектной деятельностью учащихся по физике. В этом случае выполнение потенциально опасных работ может быть произвольно перенесено на самостоятельное домашнее выполнение, что не решает проблемы их безопасности.

Проблема:

а) Вместо полноценной инструкции по безопасности при выполнении проектных работ по физике в школе, может появиться некоторое слабое дополнение к основному документу, не учитывающее существенные особенности деятельности учащихся при работе над проектом.

б) Такая экспертиза происходит тогда, когда проект уже выполнен и жюри конкурса бывает очень удивлено, что в ходе проектной деятельности не произошло несчастного случая, и никто не пострадал.

5. Профорientация

Настоящую профорientацию для физиков и инженеров без участия вузов сложно себе представить. Это очень важный ресурс, который позволяет стимулировать получение школьниками знаний и умений, требуемых не только для успешного поступления в вуз, но и для нормального обучения, особенно на младших курсах. Поскольку мы рассматриваем проектную деятельность как возможную вариативную часть обучения физике [1-2], то и на выполнение проектов профорientация оказывает положительное воздействие.

Проблема:

У учащихся может возникнуть желание «перешагнуть ступеньку», основанное на субъективном ощущении того, что «настоящая физика» присутствует только в лаборатории вуза, а вся школьная работа учителя с мелом и простыми школьными физическими приборами совсем не обязательна. В этом случае поэтапная экспертиза руководителем работы учащихся должна снова и снова приводить их обратно на урок, где они должны постараться найти требуемые базовые знания и умения, которые в ходе проекта могут быть лишь расширены.

В «Лаборатории школьного физического эксперимента» (ЛШФЭ) при кафедре кристаллографии и экспериментальной физики физического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского представлено множество реализованных школьниками проектов.

Приведем описания нескольких проектов с их краткой аннотацией и указанием того ресурса, который предоставил вуз. Во всех проектах в качестве ПДО участвовали сотрудники ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

1. Компьютеризованная экспериментальная установка для изучения поглощения света в жидкости

Задачей проекта являлось создание соответствующей экспериментальной установки и работа с ней. Основным элементом установки является сканнер, позволяющий перемещать погруженный в жидкость фотодатчик. Проект выполнен с использованием микроконтроллерного модуля и компьютеризован. Описание проекта опубликовано [4].

Закон Бера-Ламберта, описывающий поглощение света в жидкости, выходит за рамки школьной программы. Поэтому для уверенности в правильности полученных результатов

работа была выполнена в ЛШФЭ. Также определенные затруднения могли возникнуть у учащихся при сборке самого сканнера в школьном физическом кабинете.

2. Действующая модель ионолета

Проект демонстрирует полет модели ионолета. Техническое задание проекта с самого начала строго ограничивало энергетические характеристики источника питания модели допустимыми с точки зрения безопасности значениями. По итогам работы над проектом (более 1 года) учащимися выявлены основные принципы и технологические особенности, требующиеся для создания летающей модели (определенный выбор материалов, борьба за минимальный вес, требования к стартовой поверхности и некоторые другие).

В этом проекте на его завершающем этапе было важно обеспечить экспертизу и обеспечение безопасности выполнения всех работ, связанных с высоким напряжением и добиться улучшения именно летных характеристик ионолета, а не просто увеличивать величину подводимой к нему электрической мощности. Именно этот результат и был получен.

3. Модель низковольтного регенеративного радиоприемника на базе мощной генераторной радиолампы

Проект позволяет продемонстрировать возможность создания на базе мощной радиолампы ГУ-81М (мощность накала катода около 120 Вт) низковольтного радиоприемника благодаря весьма эффективной эмиссии катода такой лампы. Также важным представляется повышение общинженерной грамотности учащихся по радиотехнической тематике, весьма скудно представленной в современном базовом курсе физики общеобразовательных учреждений.

Оказалось, что в условиях школы нет возможности оценить основные характеристики приемника, и завершающий этап работы выполнялся в ЛШФЭ, где имеются необходимые для этого измерительные приборы.

В заключении можно сделать вывод, что вузы обладают множеством ресурсов, которые могут способствовать проектной деятельности школьников по физике, но использование всех этих ресурсов сопряжено с рядом выявленных проблем.

- [1] Гребенев И.В., Чупрунов Е.В., Зворыкин И.Ю. Модель проектно-ориентированного обучения физике // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия: Социальные науки. 2021. №. 3 (63). С. 165.
- [2] Гребенев И.В., Зворыкин И.Ю. Проектно-ориентированное обучение в системе основного и дополнительного образования // Физика в школе. 2021. №. 7. С. 9.
- [3] Казакова Ю.В., Петрова Е.Б. Исследовательская деятельность учащихся на базе вуза: зачем она нужна, и как ее оценивать? // Школа будущего. 2017. №. 3. С. 155.
- [4] Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р. Учебный проект по созданию компьютеризированной экспериментальной установки для изучения поглощения света в жидкости // Проблемы учебного физического эксперимента: Сборник научных трудов. Выпуск 38. – М.: ИСРО РАО, 2023. 124 с.

СОЦИАЛЬНО-ПСИХОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ СТУДЕНТОВ РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА В УСЛОВИЯХ АДАПТАЦИИ К НАПРАВЛЕНИЯМ СПЕЦИАЛИЗАЦИИ

А.К. Бритенков^{1, 2)}, С.С. Емельянова²⁾, В.В. Киреева²⁾, Ю.С. Крупинова²⁾,
Д.А. Хлебникова²⁾, А.Д. Шаманова²⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Интерес студентов к выбранной специальности снижается в ходе их обучения. Согласно исследованиям М.Н. Кротовой, на треть уменьшается число удовлетворённых своей специальностью курсантов военного вуза при переходе с первого на второй год обучения [1], что указывает на необходимость выверенного построения адаптации в ходе образовательного процесса в вузе. А.Ю. Маленова, Б.Ш. Алимбаева установили, что адаптация к профессии, имеющая как положительную, так и отрицательную динамику, может продолжаться более двух лет [2], сопровождаясь заметным снижением уровня учебной мотивации курсантов на втором году обучения [2]. Теоретический анализ указывает на важность понимания педагогами и наставниками того, как социально-психологические особенности студентов влияют на процесс их адаптации к радиофизическому направлению, что позволит оперативно вносить изменения в образовательный процесс, задавая необходимый вектор профессионализации [3]. Выше сказанное и нашло отражение в цели выявить социально-психологические особенности студентов радиофизических специальностей, влияющие на их адаптацию к направлению специализации.

Методика исследования

Выборка исследования. Участниками исследования стали 53 респондента, обучающиеся на третьем курсе радиофизического факультета и осваивающие специальность «Радиотехнические системы и противодействие техническим разведкам». Средний возраст респондентов равен 20 годам. Среди участников исследования 51 мужчина и 2 женщины.

Методы исследования. Для проведения исследования использовалась специально разработанная анкета, включающая 13 открытых вопросов и 3 с множественным выбором. Опросник включал три блока вопросов, направленных на выявление представлений респондентов о будущей специальности, уровня их эрудиции и самооценки личностных качеств. Для первичной обработки данных применялся контент-анализ, анализ частоты упоминания. Количественный анализ проводился с использованием методов описательной статистики.

Результаты и их обсуждение

Представления студентов о будущей профессиональной деятельности. Около половины изменили свое мнение относительно своей специализации за время обучения в университете. Определение подобной динамики может послужить предметом самостоятельного исследования. Динамика отношения к выбранной профессии студентов радиофизических специальностей представлена в таблице 1.

Табл. 1

Динамика отношения	Доля в процентах (%)
Не изменилось с момента поступления в ННГУ	49
Изменилось с момента поступления ННГУ	47,1
Некорректные ответы	3,8

Важным и актуальным в условиях современного политического положения является вопрос о готовности выпускников военных кафедр университетов к участию в СВО. Большинство опрошенных предполагают, что им придется принять участие в СВО, около трети отрицают такую вероятность, а 5,6% уклонились от ответа. Ответы большинства респондентов могут свидетельствовать об их осознанности и ответственности за собственный выбор специализации.



Рис. 1

При подготовке к военной службе весомая роль отводится не только их физической форме, но и психологической готовности защищать Родину. Речь идет не только о работе на передовой, важную роль в военной деятельности государства играют и разработчики, тестировщики и многие другие профессии, связанные с подготовкой к военным операциям. Около половины респондентов полагают, что психологическая подготовка важна в их профессиональной деятельности, около 40% считают её особенно важной (табл. 2). И только 13% не имеют однозначного мнения по данному вопросу.

Табл. 2

Отношение	Доля в процентах (%)
Важна	47,1
Очень важна	39,6
Нет точно ответа	13,3

Большинство студентов главенствующее место среди навыков и качеств, необходимых современному военнослужащему (рис. 2), отдают знаниям в сфере деятельности (28,3%), второй по популярности ответ «Все перечисленные навыки» (20,7%), дальше идет «Дисциплина» (18,8%).

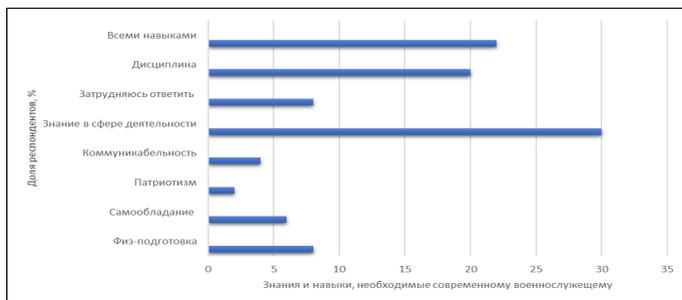


Рис. 2

Большинство студентов (71,7%) видят различия между «работой» и «службой» (рис. 3): 37,7% считают, что это отличие заключается в несении ответственности не только за себя, но и за других, 33,9% видят отличие в защите Родины. Подобное расположение цифр может свидетельствовать о том, что большинство студентов могут выделить качественные отличия «работы» от «службы», что может способствовать повышению их осознанности в профессиональной сфере.



Рис. 3

- Уровень общей эрудиции студентов радиофизических специальностей.

Ниже приводятся не все заданные студентам ответы, а лишь те, которые наиболее качественно и полноценно отражают уровень общей эрудиции. Половина респондентов дала правильный ответ об образовании И.В. Сталина. Гораздо хуже оказалась информированность молодежи о том, какую часть суши занимает наша страна. Только 11,3% смогли дать правильный ответ на этот вопрос. Большинство респондентов (86,7%) имеют точные представления о таком явлении в музыке как группа Beatles. Таким

образом, уровень общей эрудиции у студентов радиофизических специальностей университета можно назвать «средним». Какие-то общеизвестные факты студенты знают, помнят и могут применить свои знания в случае необходимости, однако, если речь заходит о вопросах менее часто обсуждаемых, это вызывает у студентов затруднение. Предполагается, что это связано с доминированием военных и специальных дисциплин при прохождении обучения в Интернете.

- Самооценка личностных качеств студентов радиофизических специальностей.

Студенты, принявшие участие в исследовании, выделили у себя как положительные (рис. 4), так и отрицательные (рис. 5) качества. Среди первых лидируют упорство и доброта. Во второй группе доминирует качество регуляторной сферы – лень.

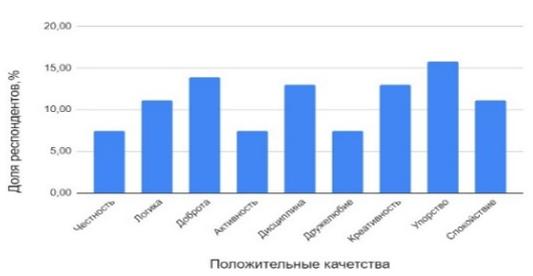


Рис. 4

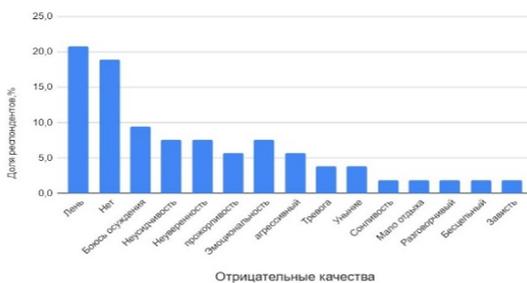


Рис. 5

Выводы

Большинство студентов радиофизических специальностей ответственно относятся к выбранной ими специальности и делают акцент именно на развитии себя, как военнослужащего, о чем свидетельствуют не только результаты опроса, направленного на изучение студентов как специалистов, но и опросы, направленные на общую эрудированность и личностные качества. Лидирующими личностными положительными качествами, выделяемыми студентами, являются упорство и доброта, среди негативных доминирует лень. Адаптация студентов к направлениям их будущей специализации проходит относительно успешно, т. к. большинство из них осознанно относятся к

собственному выбору, акцентируют свое внимание на развитии себя как профессионалов и готовы в будущем работать по выбранной ими профессии.

- [1] Кротова М.Н. // Ярославский педагогический вестник. 2019. №. 5. С. 127.
- [2] Маленова А.Ю., Алимбаева Б.Ш. // Вестник Омского университета. Серия "Психология". 2016. №. 2. С. 12.
- [3] Прохорова М.В. // Психология труда: учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Изд-во ННГУ, 2012, с. 71.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТРЕНАЖНО-ИМИТАЦИОННЫХ КОМПЛЕКСОВ В ВОЕННОМ ОБРАЗОВАНИИ

Я.В. Чистяков

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Успешность обучения любого курсанта или слушателя зависит от того, в какой степени соответствует содержание обучения видам их будущей профессиональной деятельности.

Для освоения современных образцов вооружения и военной техники (ВВТ) требуется качественная предварительная подготовка. Это правило справедливо для всех армий мира, поэтому необходимо уделять внимание вопросам подготовки личного состава при освоении новых типов ВВТ всех видов войск.

Можно выделить три основных этапа обучения личного состава: теоретическое обучение, практическое обучение и подготовка на реальном образце ВВТ (рис. 1). На каждом из этапов имеются свои цели, которые достигаются с применением соответствующих средств обучения [1-4].



Рис. 1

На этапе практического обучения проводятся практические занятия и осуществляется тренажная подготовка. На практических занятиях могут тренажно-имитационные комплексы, предназначенные для отработки определённых действий (процедур) в различных типовых ситуациях.

Тренажно-имитационный комплекс позволяет управлять процессом обучения, моделировать и отображать обстановку, осуществлять ее адаптивный подыгрыш с учетом решений, принимаемых обучаемыми, а также контролировать и оценивать их действия.

При разработке и внедрении ТИК необходимо учитывать, что для войск решающее значение имеет подготовка боевых расчетов в целом, а для военно-учебных заведений – индивидуальная подготовка каждого обучаемого.

Разработка и внедрение в учебный процесс полноценных ТИК является одной из приоритетных задач совершенствования учебно-материальной базы войск и военно-учебных заведений.

Современное тренажеростроение, решая задачи обеспечения подготовки экипажей космических кораблей, самолетов и судов, обслуживающего персонала крупных электростанций, операторов, управляющих сложными технологическими процессами, военных специалистов, начинает выделяться в самостоятельную область техники.

В тренажере искусственно реализуется физическая или функциональная модель технической части и ее взаимодействие с внешней средой. Имитируя реальную обстановку в виде учебной информационной модели, можно для каждого этапа обучения выделять только ту информацию, которая действительно необходима в данной ситуации. Можно изменять сложность имитируемой ситуации в зависимости от успехов обучения, изменять параметры и масштаб времени процессов, скорости объектов и расстояния до них, создавать экстремальные условия, аварийные и предельные (критические) ситуации, одновременно обеспечивая безопасность техники и людей [2].

Самым важным из преимуществ подготовки военных специалистов с использованием тренажеров является существование возможности освоения навыков использования техники в самых различных непредвиденных обстоятельствах (поломка техники, различные аварии, пожар и тому подобных ситуациях). Такие ситуации можно моделировать при разработке тренажеров. При подготовке специалистов с помощью реальной техники такой возможности не существует.

Следовательно, специалисты, подготовленные с помощью использования тренажеров, овладеют устойчивыми навыками, которые они смогут применить даже в непредвиденных экстремальных условиях.

- [1] Дзюбенко О.Л., Мищенко М.В., Коженков А.О. Виртуальные симуляторы в системе высшего военного образования. – Москва: РУСАЙНС, 2017.
- [2] Бродский С.Ф. Компьютерный тренажер как средство повышения качества подготовки специалистов / Профессиональное образование и рынок труда, опыт, проблемы и перспективы взаимодействия. Материалы региональной научно-практической конференции – Казань: КГТУ, 2003. 268 с.
- [3] Дозорцев В.М. Компьютерные тренажеры для обучения операторов технологических процессов. – М.: СИНТЕГ, 2009.
- [4] Computer Training Systems for Russians armored vehicles [Электронный ресурс] – Режим доступа: <http://logos.mephi.ru>, свободный. (дата обращения 03.05.2024).

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБУЧЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНТЕЛЛЕКТ-КАРТ

Я.В. Чистяков

Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны

Глобальная цель информатизации, проводимой в Вооружённых Силах Российской Федерации, заключается в повышении уровня подготовки военных кадров, эффективности научно-педагогической и управленческой деятельности на основе внедрения современных технологий в органы управления и учебные заведения системы военного образования. Внедрение информационных технологий в процесс обучения – вопрос достаточно сложный и требующий глубокого осмысления. С одной стороны, данные технологии играют важную роль в обеспечении эффективности образовательного процесса, с другой – может появиться проблема разного темпа усвоения обучающимися материала с помощью компьютера, то есть проблема возможной индивидуализации обучения.

Использование современных информационных, телекоммуникационных технологий и средств имитационного моделирования в подготовке военных специалистов создает реальные возможности повышения качества военного образования путем постепенной информатизации системы военного образования и науки, разработки широкого спектра электронных учебников, дидактических материалов, предметно-ориентированных сред, научного, учебного и развивающего назначения, индивидуальных модулей учебных программ разных уровней сложности в зависимости от конкретных потребностей.

Одним из основных принципов обучения со времен становления дидактики как науки является наглядность. Данный принцип стоит в одном ряду с такими принципами как научность, доступность, систематичность и последовательность. Благодаря реализации данных принципов достигаются цели обучения.

На различных этапах развития дидактики наглядность обеспечивалась различными способами. Ключевым элементом всех способов обеспечения наглядности является разработка и представление в той или иной форме образа объекта изучения. В качестве примеров способов обеспечения наглядности можно выделить: словесное описание; рисунки, в том числе графики, диаграммы и эпюры на классной доске, бумаге, стенде или слайде; натуральные предметы как объекты изучения; макеты изучаемых объектов. Данный перечень может быть продолжен [1-3].

С годами менялись не только способы, но и средства обеспечения наглядности. От простых рисунков на доске мелом на ранних этапах развития дидактики через проекционные средства в недалеком прошлом к мультимедийным средствам в настоящее время – так можно кратко охарактеризовать развитие средств обеспечения наглядности обучения. Бурное развитие цифровых технологий открывает сегодня новые возможности перед дидактикой, вводя в ее арсенал технические средства обучения совершенно нового уровня и возможностей и вооружая педагога новыми способами обеспечения наглядности обучения.

В настоящее время курсантам в ходе изучения учебных дисциплин приходится прорабатывать большие объёмы информации.

С учётом особенностей военной образовательной деятельности время на самостоятельную работу с различными нормативными правовыми актами и учебной литературой ограничено. Возникает необходимость интенсифицировать процесс анализа и восприятия разнообразного информационного контента.

Иногда, даже хорошо уяснив новую информацию, многие из курсантов в решительный момент могут воспроизвести её не в полной мере и не всегда выделить главное. В данном случае мы сталкиваемся с проблемой памяти, включающей в себя запоминание, сохранение и воспроизведение информации.

Итак, интеллект-карта — способ визуально представить информацию: в центре располагается главная тема, которая «ветвями» соединяется с подтемами. Карты помогают увидеть связи между идеями, явлениями, предметами. Так мозг начинает разбираться в теме и новые знания попадают в долговременную память.

Стратегическая цель современного образования и его ближайшего будущего звучит следующим образом: «Неграмотным в будущем будет не тот человек, который не умеет читать, а тот, кто не научился учиться». Таким образом, интеллект-карта – не просто другой способ воспринимать и выводить информацию, это абсолютно другой способ мышления и обучения.

Курсантам использование интеллект-карты даёт возможность перестроить своё мышление на принципиально новый способ:

- быстро и эффективно усваивать суть сказанного или прочитанного;
- структурировать информацию по степени сложности, выстраивать логические и смысловые связи;
- быстро и легко запоминать и вспоминать нужную информацию;
- лучше охватывать происходящее и более чётко планировать и контролировать свою деятельность;
- развивать навыки визуализации информации, учиться использовать ассоциации;
- учиться приёмам генерирования идей (мозговой штурм и т. д.).

Таким образом, профессиональную подготовку будущих офицеров нужно строить с учётом требований не только сегодняшнего, но и завтрашнего дня, что вызывает необходимость динамичного внедрения в образовательный процесс инновационных форм и методов работы, продуктивных педагогических технологий. Необходимо развивать теорию и практику военного обучения и воспитания с позиций новых образовательных парадигм.

- [1] Куварина Е. Интеллект карты- гениальный метод для запоминания информации [Электронный ресурс] – Режим доступа: <https://denbriz.ru/lichnoerazvitie/mindmap/>. (дата обращения 03.05.2024).
- [2] http://bershadskiy.ru/index/intellekt_karty_v_obrazovanii/0-33. (дата обращения 05.05.2024).
- [3] <http://ipk74.ru/virtualcab/professional/obrazovatelnye-texnologii/intellektkarta-kak-metodika-predstavleniya-processa-myshleniya-i-strukturirovaniyainformacii>. (дата обращения 05.05.2024).

Секция «Проблемы физического и инженерного образования»

Заседание секции проводилось 15 мая 2024 г.
Председатель – М.И. Бакунов, секретарь – С.А. Козлов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

СОДЕРЖАНИЕ

Секция «Электродинамика»	5
<i>Ларюшин И.Д., Романов А.А., Силаев А.А., Введенский Н.В.</i> Генерация продольного остаточного тока под действием ионизирующего лазерного импульса.....	6
<i>Введенский Н.В., А.А. Романов, Силаев А.А.</i> Резонансное усиление генерации высших гармоник инфракрасного поля атомами бария и цезия.....	10
<i>Бажилова Е.В., Заборонкова Т.М., Зайцева А.С., Кудрин А.В.</i> Излучение многоэлементной антенны, образованной фазированными дипольными источниками, в магнитоактивной плазме	14
<i>Кочедыков В.В., Зудин И.Ю., Гуцин М.Е., Стриковский А.В., Коробков С.В., Катков А.Н., Петрова И.А., Вершинин И.М.</i> Исследование параметров плазмы, заполняющей крупномасштабную коаксиальную линию	18
<i>Широков Е.А., Давыденко С.С.</i> Мелкомасштабные вариации электрического поля в конвективных потоках в тропосфере	22
<i>Галка А.Г., Костров А.В.</i> Особенности излучения низкочастотных электромагнитных волн промышленными линиями электропередач	24
<i>Колданов В.А.</i> Особенности движения заряженных частиц в области ЭЦР в плавно-неоднородном магнитном поле	28
Секция «Квантовая радиофизика и лазерная оптика»	33
<i>Тихомиров Ф.Ю., Лапшин И.В., Маругин А.В.</i> Квантовые каскадные лазеры InGaAs-InAlAs в схемах параметрической генерации на основе кристаллов ZnGeP ₂	34
<i>Валентюк А.В., Маругин А.В.</i> Спектральные и кинетические параметры люминесценции стекол ZBLAN Допированных ионами eR ³⁺	38
<i>Захаров Н.Г., Лазаренко В.И., Сафронов А.С., Салтыков Е.В., Правдынюк А.В.</i> Разработка одночастотного Sr:ZnSe лазера в интересах лазерного разделения изотопов для медицинских приложений.....	41
<i>Кашуркин О.Г., Курашкин С.В., Мартынова О.В.</i> Nd:YAG лазер с акусто-оптическим модулятором добротности для накачки MgO-PPLN кристалла	45
<i>Петров Р.С., Курашкин С.В., Мартынова О.В.</i> Спектральные особенности ПГС на кристалле ZGP	48
<i>Урнов Д.Н., Сумачев К.Э., Савикин А.П.</i> Использование ап-конверсионной люминесценции в керамике LiYF ₄ :Ho ³⁺ для исследования пространственных характеристик излучения Tm ³⁺ :YAP - лазера	52
<i>Шахин Р., Савикин А.П., Еремейкин О.Н., Егоров А.С.</i> Александритовый лазер для медицинских применений	56
<i>Киселев Д.Е., Яковлев И.В.</i> Сглаживание неоднородного распределения интенсивности в широких пучках лазерного излучения	59
<i>Еголин В.А., Савикин А.П., Курашкин С.В.</i> Широкополосная люминесценция во фторидном стекле ZBLAN:Er ³⁺ /Ho ³⁺	63
<i>Маругин А.В., Шарков В.В.</i> Статистический анализ спектральных данных в системах измерения технических параметров сложных органических соединений.....	67
Секция «Электроника»	71
<i>Абросимова Н.Д., Пузанов А.С., Большакова В.К., Гаранин А.Г., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Оболенский С.В.</i> Влияние остаточного водорода на трансформацию	

зарядовых состояний в диэлектрических слоях структур «кремний на изоляторе» после воздействия ионизирующих излучений различной природы.....	72
<i>Бибикина В.В., Пузанов А.С., Оболенский С.В.</i> Исследования ионизационной реакции изделий микроэлектроники с использованием установки на основе импульсного лазера.....	76
<i>Бибикина В.В., Пузанов А.С., Оболенский С.В.</i> Особенности ионизационной реакции изделий микроэлектроники с использованием установки на основе импульсного лазера.....	80
<i>Бухаров Н.И., Вилков М.Н., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С.</i> Моделирование компактного суб-ТГц ЛСЭ на основе планарного микроондулятора и ленточного релятивистского электронного пучка.....	82
<i>Дудин А.А., Асеев Д.С., Кузьмичев А.Г., Иванов А.С., Оболенский С.В.</i> Применение одностенных углеродных нанотрубок в термопастах для снижения температуры канала мощных свч транзисторов.....	87
<i>Макаревич И.В., Недошивина А.Д., Недошивин А.А., Оболенский С.В., Черников К.В.</i> Апробация модели СВЧ транзисторов на примере расчета параметров усилителя средней мощности в диапазоне частот 90-100 ГГц.....	90
<i>Морозов Д.В., Цуканов А.А.</i> Разработка импульсного магнетрона сантиметрового диапазона, перестраиваемого напряжением.....	92
<i>Савилова А.А., Заславский В.Ю.</i> Черенковская ЛЮВ с селективным фазовым корректором.....	96
<i>Забавичев И.Ю., Недошивина А.Д., Потехин А.А., Пузанов А.С., Тарасова Е.А.</i> Влияние радиационного воздействия на нелинейные искажения в дифференциальном усилителе на полевых транзисторах.....	101
<i>Забавичев И.Ю., Пузанов А.С., Оболенский С.В.</i> Применение искусственных нейронных сетей для решения задачи восстановления профиля легирования полупроводниковой структуры.....	105
Секция «Излучение и распространение радиоволн».....	110
<i>Белов Ю.И., Серкин А.Г., Тимукин Н.С., Шиндин А.В.</i> О методах контроля антенны радара стенда СУРА В экспериментах исследования ионосферы.....	111
<i>Ермакова Е.Н., Рябов А.В.</i> Влияние суперпозиции трех резонаторов: Шумана, ИАР и суб-ИАР – на амплитуду и поляризацию первых двух мод шумановского резонанса.....	115
<i>Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П.</i> Интенсивность поля плоских электромагнитных волн при распространении в случайной среде для различных моделей вероятностных распределений амплитуды неоднородностей прямоугольной формы.....	119
<i>Григорьев Г.И., Бахметьева Н.В., Калинина Е.Е.</i> Вертикальное распространение акустико-гравитационных и энтропийных волн в движущейся среде.....	122
<i>Легостаева Ю.К., Шиндин А.В., Грач С.М.</i> О пространственной структуре области генерации оптического свечения ионосферы в линии 630 нм под действием излучения стенда СУРА.....	126
<i>Семенова Н.А., Выборнов Ф.И., Грач С.М.</i> Особенности моделирования распространения КВ радиоволн на длинных трассах при прохождении ПИВ.....	130

<i>Шейнер О.А., Фридман В.М.</i> О пределах применения способа прогноза времени регистрации корональных выбросов массы по особенностям предвестников в солнечном радиоизлучении	135
<i>Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.</i> Результаты радиодиагностики параметров вспышечной плазмы и ускоренных частиц по данным Сибирского радиогелиографа	140
<i>Выборнов Ф.И., Шейнер О.А., Колчев А.А., Зыков Е.Ю.</i> О начальной фазе магнитной бури 12 сентября 2023 г.	145
<i>Жаравина П.Д., Савина О.Н., Беспалов П.А.</i> Количественные характеристики условий наблюдения ОНЧ хоров в областях их возбуждения с «изрезанным» геомагнитным полем по данным с космического аппарата	149
<i>Жемяков И.Н., Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Калинина Е.Е.</i> Измерение температуры мезосферы и нижней термосферы – методы и проблемы.....	153
<i>Котик Д.С., Орлова Е.В., Яшинов В.А.</i> Поля кольцевого ионосферного источника КНЧ диапазона в ближней зоне	157
Секция «Фундаментальные и прикладные задачи теории нелинейных колебаний». 162	
<i>Акинин А. А., Шапин Д. С., Некоркин В. И.</i> Формирование химерных состояний в ансамбле двухчастотных автоколебательных элементов	163
<i>Большаков Д.И., Мищенко М.А., Чиндарев Д.В., Матросов В.В.</i> Дискретная рекурсивная модель нейрона	167
<i>Чиндарев Д.В., Большаков Д.И., Мищенко М.А., Матросов В.В.</i> Исследование динамики дискретной рекурсивной модели нейрона.....	171
<i>Еремеев В.П., Осипов Г.В.</i> Модель нейрона первого и второго класса возбуждений. 174	
<i>Горюнов О.А., Клиньшов В.В.</i> Исследование динамики нейрона под слабым шумовым воздействием	178
<i>Яблонский Д.Д., Маковкин С.Ю.</i> Исследование влияния астроцита на перемежающуюся синхронизацию нейронов.....	182
<i>Кириллов С.Ю., Злобин А.А., Клиньшов В.В.</i> Коллективная динамика и эффекты конечного размера в нейронной сети из возбуждающей и подавляющей популяций 186	
<i>Колесников Д.Е., Осипов Г.В.</i> Синфазная и противофазная спайковая и берстовая синхронизация в ансамбле связанных фи-нейронов	189
<i>Кононов Р.А., Масленников О.В.</i> Динамика рекуррентных нейронных сетей с кусочно-линейной функцией активации.....	193
<i>Ковалева Н.С., Матросов В.В., Мищенко М.А.</i> Емкость рабочей памяти сети с двумя типами пластичности	197
<i>Маркелов А.А., Дмитричев А.С., Некоркин В.И.</i> Предельные циклы и торы в системе взаимосвязанных осцилляторов Баутина	201
<i>Никифорова Л.П., Маковкин С.Ю.</i> Численное исследование модели астроцита Уллаха-Юнга.....	204
<i>Щербаков П.А., Осипов Г.В.</i> Синхронизация и химеры в ансамбле активных частиц с притягивающей и отталкивающей связью	206
<i>Соловьев И.А., Клиньшов В.В.</i> Исследование ландшафта функции потерь нейронной сети в задаче регрессии	210
<i>Сутягин А.А., Канаков О.И.</i> Исследование флуктуаций в конкурентной динамике при обучении коллективного классификатора без внешнего сортировщика	214

<i>Цыбина Ю.А., Гордлева С.Ю., Казанцев В.Б.</i> Влияние астроцитов на кратковременную память в биофизических моделях нейрон-астроцитарных сетей мозга	218
Секция «Радиофизические методы измерения и их компьютерное обеспечение»	221
<i>Алтаев Г.С., Адёркина А.А.</i> Реализация и анализ эффективности кодов p -ной длины с малой плотностью проверки на чётность (LDPC коды) с использованием алгоритма “Bit flip”	222
<i>Синицын А.С., Адёркина А.А.</i> Изучение межотраслевого стандарта интеллектуального анализа данных с целью его применения при решении задачи радиопланирования. 226	226
<i>Вездетский А.Д., Адёркина А.А.</i> Изучение способа оценки канальной матрицы в MIMO системах с использованием непараметрического алгоритма OMP	229
<i>Бугров В.Н., Рязанова А.С.</i> Методы динамического программирования в синтезе и реализации КИХ-фильтра	233
<i>Ивлев Д.Н., Ширкаев А.В.</i> Аппаратно-ориентированный алгоритм вычисления функции неопределенности ФКМ сигнала.....	238
<i>Бритенков А.К., Захаров С.Б., Травин Р.В.</i> Разработка многополосных перестраиваемых эквивалентов мощных гидроакустических излучателей.....	243
<i>Пархачёв В.В., Рыжкова Е.А.</i> Формирование оптимального антенного распределения искусственного шума в MIMO -системе	247
<i>Клюев А.В., Якимов А.В.</i> Мобильный комплекс для измерения шумовых характеристик диодов с p - n переходом и барьером Шоттки	251
<i>Паришуква Ю.А., Пальгуев Д.А.</i> Основные проблемные вопросы создания программного модуля стенда имитации воздушной обстановки	255
<i>Сурков Н.И., Пальгуев Д.А.</i> Особенности преобразования координат в программно-аппаратном комплексе стенда имитации воздушной обстановки	259
<i>Королев А.М., Тимофеев А.Е.</i> Исследование степени когерентности дискретно-квантованных радиосигналов	263
<i>Пархачёв В.В., Тумаков Р.О.</i> Анализ эффективности системы связи на базе поверхностно-сферического ансамбля сигналов	267
<i>Бабушкин Е.А., Калашиников Р.В., Лаврентьев А.М.</i> Обоснование конфигурации размещения дополнительных облучателей в радиолокационных станциях с фазированными антенными решетками проходного типа в интересах повышения точности пеленгования источников радиоизлучения	271
<i>Корягин М.Г., Кузнецов К.Е., Лисейцев С.В.</i> Анализ способов селекции целей на фоне сигналоразличимых помех в радиолокационных станциях	274
<i>Смолин Р.В., Баландин И.А.</i> Способ двойного спектрального анализа и взвешенной обработки квазинепрерывных сигналов при отсутствии априорных сведений об их параметрах	277
Секция «Общая физика»	282
<i>Вилков И.Н., Голубятников Г.Ю., Кошелев М.А., Чернова А.И., Леонов И.И., Третьяков М.Ю.</i> Параметры формы диагностических атмосферных линий H_2O в субТГц диапазоне.....	283
<i>Амерханов И.С., Галанина Т.А., Королева А.О., Секачёва А.Ю., Серов Е.А., Кошелев М.А., Третьяков М.Ю.</i> Бимолекулярное поглощение $\text{N}_2\text{-N}_2$ в субТГц диапазоне частот	286

<i>Чижев П.А., Зайцев В.Ю., Матвеев А.Л., Матвеев Л.А., Советский А.А.</i> “Цифровой ОКТ-фантом” для исследования методов оценки затухания сигнала	289
<i>Галанина Т.А., Королева А.О., Макаров Д.С., Третьяков М.Ю.</i> Физически обоснованное моделирование связанного с влажностью континуума в субТГц диапазоне частот для атмосферных приложений	293
<i>Мешков О.В., Платонова М.В., Бодров С.Б., Бакунов М.И.</i> Призмный вывод терагерцового излучения из лазерного филамента.....	297
<i>Парамонов Г.С., Сычугин С.А., Бакунов М.И.</i> Генерация черенковского излучения раздвоенным лазерным пучком.....	301
<i>Пономарев И.В., Кузнецов И.И.</i> Лазерный усилитель и генератор на тонком стержне из кристалла $Yb^{3+}:CaF_2$	304
<i>Разова А.А., Фадеев М.А., Уточкин В.В., Румянцев В.В., Михайлов Н.Н., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е., Гусев Н.С., Морозов С.В.</i> Лазерное излучение гетероструктур с квантовыми ямами $HgCdTe/CdHgTe$ с микродисковыми резонаторами на модах шепчущей галереи.....	308
<i>Родионов М.А., Вакс В.Л.</i> Автоматизированный метод определения резонансных частот спектральных линий	312
<i>Секачева А.Ю., Кошелев М.А., Вилков И.Н., Голубятников Г.Ю., Третьяков М.Ю.</i> Влияние столкновительных эффектов на профиль вращательных линий молекулы кислорода	314
Секция «Статистическая радиофизика и мобильные системы связи»	319
<i>Болховская О.В., Мальцев А.А.</i> Анализ точности оценок параметров волнового фронта сигнала в неоднородных разреженных антенных решетках	320
<i>Бугров А.В., Мальцев А.А.</i> Исследование воздействия промышленных помех на характеристики релейной линии связи	325
<i>Чернова Н.Е., Болховская О.В.</i> Исследование точности оценивания направления на источник излучения в круговых антенных решетках.....	329
<i>Кутузов Н.А., Родионов А.А.</i> Проекционный подход в анализе аномальных датчиков в задачах, связанных с измерением виброакустических полей.....	333
<i>Львов А.В., Карасева В.А., Родионов А.А., Окунев А.Г.</i> Разработка и экспериментальные исследования системы активного гашения акустического излучения с быстрой процедурой адаптации в частотной области	337
<i>Мирошин Н.М., Маврычев Е.А.</i> Максимизация отношения сигнал/шум в кооперативной ad hoc сети.....	341
<i>Родионов А.А., Савельев Н.В.</i> Использование методов сверхразрешения в построении акустических изображений с помощью разреженных планарных неэквилидистантных антенн.....	345
<i>Серебряков А.А., Адёркина А.А.</i> Оценка канальной матрицы в MIMO системах с использованием параметрического алгоритма MUSIC.....	349
<i>Солодкова А.А., Болховская О.В.</i> Сравнение статистических характеристик стохастической модели канала связи и модели Ray Tracing	353
<i>Трушков С.Н., Купцов В.В., Шмонин О.А., Понур К.А.</i> Использование карты высокого разрешения для снижения числа пилотных сигналов в частотной области в OFDM системах связи	357

<i>Захряпин Д.Е.</i> Оценка высоты дорожного объекта с использованием эффекта многолучевого распространения в автомобильных радарах.....	361
Секция «Акустика»	366
<i>Назаров В.Е., Кияшко С.Б.</i> Нелинейные акустические волны в кристаллах с дислокационным гистерезисом Гранато-Люкке.....	367
<i>Назаров В.Е., Колпаков А.Б.</i> Влияние сильной волны накачки на слабую пробную волну в резонаторе из отожженной поликристаллической меди.....	372
<i>Доброхотов В.А., Ермаков С.А., Сергиевская И.А.</i> Проявление изменчивости коротких волн под действием длинных необрушивающихся волн в сигнале радиолокатора ...	376
<i>Доброхотов В.А., Ермаков С.А., Сергиевская И.А., Тюрин А.О.</i> Эффект возбуждения вторичных коротких волн полиэтиленовыми пленками.....	379
<i>Даниличева О.А., Ермаков С.А.</i> Особенности проявления биогенных плёнок и плёнок ПАВ на спутниковых инфракрасных изображениях внутреннего водоёма	382
<i>Даниличева О.А., Ермаков С.А.</i> Спутниковые радиолокационные наблюдения эффекта затухания ветровых волн на фрагментированном льду.....	385
<i>Хазанов Г.Е., Ермаков С.А.</i> Исследование эффекта «притапливания» плавучей полиэтиленовой пленки под действием волн на поверхности воды. Численное моделирование	388
<i>Смирнов А.В.</i> Моделирование и оценки эффективности квазиоптимальных методов пространственной обработки частично-когерентных многомодовых сигналов в мелком море с помощью горизонтальной антенны	392
<i>Лисин А.А., Хилько А.И.</i> Исследование влияния случайных вариаций структуры неоднородного океанического волновода на структуру гидроакустического поля, возбужденного решеткой узкополосных низкочастотных излучателей	396
<i>Бахтин В.К., Гурбатов С.Н., Дерябин М.С., Касьянов Д.А.</i> Экспериментальное исследование дифракции интенсивных акустических пучков на полукране	399
<i>Грязнова И.Ю., Иванова Е.А.</i> Численное моделирование многократного рассеяния акустических сигналов на неоднородностях с учетом эффекта затенения.....	404
<i>Грязнова И.Ю., Ларичев П.А., Хрущалев А.О.</i> Сравнение численных и аналитических вычислений средней интенсивности обратного рассеяния акустических сигналов на случайных неоднородностях	406
<i>Зимица К.Д., Бахтин В.К., Дерябин М.С.</i> Конечно-элементное моделирование в процессе оптимизации разработки гидроакустических излучателей.....	408
<i>Чекушев К.А., Капустин И.А., Прончатов-Рубцов Н.В., Даниличева О.А.</i> Лабораторное исследование временной динамики тонкого перегретого поверхностного слоя воды	412
<i>Цветков С.С., Клемина А.В.</i> Исследование частотных зависимостей поглощения ультразвука в водных растворах солей и сыворотках крови человека на Акустическом анализаторе «БИОМ»	416
<i>Мищенко Е.А., Демин И.Ю., Рыхтик П.И.</i> Применение инструментов искусственного интеллекта для задач ультразвуковой эластографии при определении заболеваний печени.....	419
<i>Кузьмин К.В., Вьюгин П.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В.</i> Экспериментальное исследование акустического поля в конусе с мягкими стенками	422

Суханов А.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В., Вьюгин П.Н. Распространение и отражение модовых импульсов в конусообразном волноводе	425
Цветков К.А., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В., Вьюгин П.Н. Генерация акустического шума пузырьками при дегазации жидкости	428
Мальцев В.В., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В., Вьюгин П.Н. Экспериментальное исследование акустического поля в струе воды, вытекающей из сосуда	430
Мищенко Е.А., Мольков А.А., Капустин И.А., Лещев Г.В. Развитие метода учета динамики водоема применительно к задаче спутникового мониторинга качества воды	433
Смирнов А.А., Демин И.Ю. Спектральный и биспектральный анализ нелинейных акустических волн, эволюция которых описывается уравнением Бюргерса.....	437
Секция «Математическое моделирование процессов и систем».....	441
Федосеев В.Б. Капля расслаивающегося раствора как термодинамический аналог кубита.....	442
Китаев А.Е. Поток энергии от точечного источника упругих волн.....	445
Линев Е.А., Никифорова И.В. Математическое моделирование и численно-аналитическое исследование динамики многопоршневых виброударных механизмов	449
Зайцев В.В., Павлов И.С. Модель метаматериала в виде цепочки сферических частиц “масса-в-массе”	453
Секция «Стохастические мультистабильные системы»	458
Филатов Д.О., Вржец Д.В., Дубков А.А. Отклик мемристора на внешний шумовой сигнал	459
Ичѣткин Д.В., Ширяев М.Е., Новиков Д.В., Лебедев Е.А., Рьльков В.В. Многоуровневые мемристорные структуры на основе a-Si, синтезированные методом магнетронного распыления	463
Кипелкин И.М. Динамика системы Фитцхью – Нагумо с интеграцией мемристивных материалов.....	467
Клюев А.В., Якимов А.В. Тестирование генераторов шума для исследования мемристорных систем.....	469
Коряжкина М.Н., Лебедева А.В., Антонов И.Н., Бельтюкова А.В., Пахомова Д.Д., Будылина Е.Д., Михайлов А.Н., Спаньоло Б. Влияние параметров <i>in vitro</i> нейрональной активности гиппокампа мозга лабораторных мышей на отклик мемристивного устройства на основе $ZrO_2(Y)$	473
Круглов А.В., Серов Д.А., Белов А.И., Коряжкина М.Н., Антонов И.Н., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Михайлов А.Н., Филатов Д.О., Горшков О.Н. Особенности электроформовки и резистивного переключения мемристоров на основе двухслойного диэлектрика $Al_2O_3/ZrO_2(Y)$	477
Лебедев А.А., Казанцев В.Б., Стасенко С.В. Исследование влияния синаптической пластичности на качество формирования признакового пространства в импульсных нейронных сетях	481
Окулич Е.В., Окулич В.И., Михайлов А.Н. Моделирование методом молекулярной динамики процессов структурных превращений в проводящем канале мемристора на основе оксида кремния	483

<i>Пахомова Д.Д., Бudyлина Е.Д., Лебедева А.В., Коряжкина М.Н.</i> Применение мемристивных устройств в нейроморфных системах.....	487
<i>Рябова М.А., Мацукатова А.Н., Емельянов А.В.</i> Характеристики резистивного переключения мемристоров на основе нанокompозита поли-(<i>l</i> -ксиллен)-MoO _x в архитектуре кроссбар	491
<i>Будылина Е.Д., Кителкин И.М., Герасимова С.А., Лебедева А.В.</i> Применение осцилляторных нейронных сетей для подавления эпилептиформной активности....	494
<i>Лукоянов В.И., Белов А.И., Антонов И.Н., Котомина В.Е., Грязнов Е.Г., Сафонов А.В., Шаров А.Ю., Плотнов А.В., Белов А.С., Горшков О.Н., Михайлов А.Н.</i> Мемристорные управляемые ячейки памяти на основе технологии КМОП КНИ 0,35 мкм.....	497
<i>Разин В.В., Самбунова М.И., Громов Н.В., Бельтюкова А.В., Мальков А.Е., Герасимова С.А., Леванова Т.А., Лебедева А.В., Смирнов Л.А., Наумов А.В.</i> Глубокое обучение для получения локальных полевых потенциалов для восстановления активности в срезах гиппокампа грызунов	500
<i>Серов Д.А., Круглов А.В., Горшков О.Н., Коряжкина М.Н., Шенина М.Е., Антонов И.Н., Михайлова А.Н.</i> Влияние величины токов ограничения и толщины Al ₂ O ₃ на параметры резистивного переключения КМОП-совместимых мемристивных структур.....	503
Секция «Информационные системы. Средства, технологии, безопасность»	508
<i>Болдырев И.С., Рябов А.А.</i> Система тестов для проверки реализации изолированной программной среды	509
<i>Горбунов А.А., Макушев Е.А.</i> Сравнение сложности криптографических преобразователей.....	511
<i>Капранова М.В., Никитенкова С.П.</i> Использование метода спектрального анализа для обнаружения состязательных атак	514
<i>Коротышева А.А., Жуков С.Н., Егоров Ю.С., Чекушева А.Ю.</i> Разработка интеллектуальной системы идентификации немаркированных элементов питания..	517
<i>Кривина Е.Н., Рябов А.А.</i> Сравнение работы алгоритмов выявления аномалий в сети	520
<i>Нужный Р.Г., Ротков Л.Ю., Мокляков В.А.</i> Нормативно-правовые и технические аспекты защиты АСУ ТП.....	522
<i>Рябов А.А., Васильева Е.А.</i> Методы аутентификации, применяемые в IPsec.....	527
<i>Зотин А.Э., Карельский И.Н., Ротков Л.Ю.</i> Оптимизация топологии размещения пунктов приема системы определения местоположения источников радиоизлучений	531
Секция «Проблемы физического и инженерного образования»	536
<i>Некоркин С.М., Францев М.Е., Зверева О.Е.</i> Комплексный подход к подготовке инженерно-технических кадров для НИИ радиотехнической направленности.....	537
<i>Фаддеев М.А., Масленникова Ю.В.</i> Практикум по механике повышенного уровня для системы довузовской подготовки Передовой инженерной школы ННГУ	540
<i>Смирнов А.А., Лебедева О.В.</i> Реализация межпредметных связей в рамках пропедевтического курса инженерной направленности	543
<i>Зворыкин И.Ю., Каткова М.Р.</i> Образовательные ресурсы вузов для осуществления проектной деятельности школьников	545

<i>Бритенков А.К., Емельянова С.С., Киреева В.В., Крупинова Ю.С., Хлебникова Д.А., Шаманова А.Д.</i> Социально-психологические особенности студентов радиотехнического факультета в условиях адаптации к направлениям специализации	549
<i>Чистяков Я.В.</i> Использование тренажно-имитационных комплексов в военном образовании	554
<i>Чистяков Я.В.</i> Повышение эффективности обучения с использованием интеллект-карт	556
Содержание	559

Труды
XXVIII научной конференции по радиофизике

Нижний Новгород, 14—31 мая 2024 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-2024-book/>