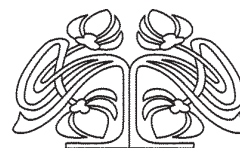




Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
«Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского»

ИЗВЕСТИЯ

САРАТОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА
Новая серия



Научный журнал
2019 Том 19

ISSN 1817-3020 (Print)

ISSN 2542-193X (Online)

Издается с 2005 года

Продолжение «Известий Императорского Николаевского Университета» 1910–1918, «Ученых записок СГУ» 1923–1962,
«Известий Саратовского университета. Новая серия» 2001–2004

СОДЕРЖАНИЕ

Научный отдел

Радиофизика, электроника, акустика

Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. Spiral Wave Patterns in Two-Layer 2D Lattices of Nonlocally Coupled Discrete Oscillators. Synchronization of Spiral Wave Chimeras [Бух А. В., Стрелкова Г. И., Анищенко В. С. Спирально-волновые структуры в двухслойных двумерных решетках нелокально связанных дискретных осцилляторов. Синхронизация спирально-волновых химерных состояний]

166

Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В.

Метод визуализации пространственно-неоднородных акустических полей от микрообъектов на основе акустооптического взаимодействия в системе с двойным преобразованием Фурье

178

Оптика и спектроскопия. Лазерная физика

Яковлев Д. Д. Особенности структуры статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев, проявляющих круговой дихроизм

188

Физика атомного ядра и элементарных частиц

Поваров А. В. Минимальная кварк-лептон симметричная модель и ее проявления при низких энергиях

201

Биофизика и медицинская физика

Швачкина М. Е. О возможности стабилизации контрактированного состояния коллагенсодержащих тканей в результате рибофлавин/УФ кросслинкинга при пониженном уровне гидратации ткани

210

Приложения

Из истории физики

Хохлов А. В. Становление и развитие солнечной радиоастрономии в Саратове

223

Personalia

Памяти Дмитрия Александровича Усанова (24.07.1943 – 05.06.2019)

237

Журнал включен в Перечень рецензируемых научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук (специальности: 01.04.02; 01.04.03; 01.04.04; 01.04.05; 01.04.10; 01.04.15; 01.04.16; 01.04.21; 03.01.02; 05.27.01)

Зарегистрировано в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций.

Свидетельство о регистрации СМИ ПИ № ФС77-56150 от 15 ноября 2013 года

Индекс издания в объединенном каталоге «Пресса России» 36015, раздел 30 «Научно-технические издания. Известия РАН. Известия вузов». Журнал выходит 4 раза в год

Директор издательства
Бучко Ирина Юрьевна

Редактор
Каргин Игорь Анатольевич

Художник
Соколов Дмитрий Валерьевич

Редактор-стилист
Кочкаева Инна Анатольевна

Верстка
Ковалева Наталья Владимировна

Технический редактор
Каргин Игорь Анатольевич

Корректор
Кочкаева Инна Анатольевна

Адрес учредителя, издателя и издательства (редакции):
410012, Саратов, ул. Астраханская, 83
Тел.: (845-2) 51-45-49, 52-26-89
E-mail: izvestiya@info.sgu.ru

Подписано в печать 28.08.2019.
Подписано в свет 31.08.2019.
Формат 60×84 1/8.
Усл. печ. л. 9.30 (10.0).
Тираж 500 экз. Заказ 103-Т.
Цена свободная

Отпечатано в типографии
Саратовского университета.
Адрес типографии:
410012, Саратов, Б. Казачья, 112А

© Саратовский университет, 2019



ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

Журнал публикует на русском и английском языках научные статьи по физике, содержащие новые результаты исследований, статьи учебно-методического характера, содержащие инновационную компоненту, статьи по методологии разделов физической науки, статьи, отражающие хронику научных мероприятий и важных событий в жизни физического сообщества. Материалы, ранее опубликованные или представленные для публикации в другие журналы, к рассмотрению не принимаются.

Рекомендуемый объем статьи – до 25 страниц текста, 5 рисунков и 4 таблицы. На русском языке статья содержит: УДК, заглавие, инициалы и фамилии авторов, название их места работы, электронный адрес авторов, аннотацию (200–250 слов), ключевые слова (не более 15), текст, благодарности и ссылки на гранты, список литературы.

На английском языке необходимо продублировать: заглавие, инициалы и фамилии авторов, структурированную, информативную аннотацию (250–600 слов), ключевые слова, список литературы (references). Для каждого автора указать ORCID.

Редколлегия рекомендует авторам структурировать текст, используя подзаголовки. Текст должен быть набран и напечатан через 1,5 интервала на бумаге формата А4 с полями 2,5 см, шрифт Times New Roman, размер шрифта основного текста – 14, второстепенного (аннотация, ключевые слова, сноски, таблицы, подписи к рисункам и надписи на них, приложения, список литературы, примечания) – 12; все страницы рукописи, таблицы, рисунки, следует пронумеровать. Иллюстрации и таблицы предоставляются дополнительно отдельным файлом. Рисунки должны быть в формате TIFF, JPG, CDR, BMP с разрешением не меньше 300 dpi. Нумерация источников в списке литературы должна соответствовать очередности ссылок на них в тексте, ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

Все рукописи, поступившие в редколлегию серии и соответствующие профилю журнала, проходят рецензирование, и затем редколлегия принимает решение о возможности их опубликования в журнале. В случае положительного решения об опубликовании статья подвергается научному и контрольному редактированию.

Автору статьи, принятой к публикации, одновременно с решением редколлегии высылается лицензионный договор. Плата за публикацию рукописей не взимается. Более подробно с правилами для авторов и порядком рецензирования можно ознакомиться на сайте журнала: <http://fizika.sgu.ru>.

Адрес редколлегии серии: 410012, Саратов, ул. Астраханская, 83, СГУ имени Н. Г. Чернышевского, физический факультет.

Тел. / факс: +7(845-2) 51-14-30.

E-mail: fizika.sgu@bk.ru

Website: <http://fizika.sgu.ru>

CONTENTS

Scientific Part

Radiophysics, Electronics, Acoustics

Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S.

Spiral Wave Patterns in Two-Layer 2d Lattices of Nonlocally Coupled Discrete Oscillators. Synchronization of Spiral Wave Chimeras 166

Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V.

The Method of Visualization of Spatially Inhomogeneous Acoustic Fields from Micro-Objects on the Basis of Acousto-Optic Interaction in the System with Double Fourier Transform 178

Optics and Spectroscopy. Laser Physics

Yakovlev D. D. Structural Features of Statistically Rotationally Invariant Mosaic Birefringent Layers That Show Circular Dichroism 188

Physics of Atomic Nucleus and Elementary Particles

Povarov A. V. Minimal Quark-Lepton Symmetry Model and Its Manifestations at Low Energies 201

Biophysics and Medical Physics

Shvachkina M. E. On the Possibility of Stabilization of a Contracted State after Riboflavin/UV Cross-Linking of Collagenous Tissue in a Partially Dehydrated State 210

Appendices

From the History of Physics

Khokhlov A. V. Formation and Development of Solar Radio Astronomy in Saratov 223

Personalia

In Memory of Dmitry Usanov (24 July 1943 – 5 June 2019) 237



**РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ ЖУРНАЛА
«ИЗВЕСТИЯ САРАТОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. НОВАЯ СЕРИЯ.
СЕРИЯ: ФИЗИКА»**

Главный редактор

Короновский Алексей Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Заместители главного редактора

Анищенко Вадим Семенович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Тучин Валерий Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Ответственный секретарь

Скрипаль Анатолий Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)

Члены редакционной коллегии:

Аникин Валерий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Бабков Лев Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Вадивасова Татьяна Евгеньевна, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Вениг Сергей Борисович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Винницкий Сергей Ильич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Дубна, Россия)
Горохов Александр Викторович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Самара, Россия)
Грибов Лев Александрович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)
Давидович Михаил Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Дюбуа Арно, Ph.D, профессор Университета Париж-Сакле (Сент-Обен, Франция)
Кузнецов Сергей Петрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Малышев Сергей Александрович, доктор физ.-мат. наук (Минск, Беларусь)
Мельников Леонид Аркадьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Модельский Иосиф, Ph.D, профессор Варшавского Технологического университета (Варшава, Польша)
Нефёдов Игорь Сергеевич, доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник Университета Аалто (Хельсинки, Финляндия)
Никитов Сергей Аполлонович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Москва, Россия)
Пирогов Юрий Андреевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Москва, Россия)
Сербино Роберто, Ph.D, профессор Миланского университета (Милан, Италия)
Скрипаль Александр Владимирович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Сухоруков Глеб Борисович, профессор Университета Королевы Марии (Лондон, Великобритания)
Трубецков Дмитрий Иванович, доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН (Саратов, Россия)
Филимонов Юрий Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Хлебцов Николай Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Чигринов Владимир Григорьевич, доктор физ.-мат. наук, профессор Гонг Конского университета науки и технологии (Гонг Конг, Китай)
Шараевский Юрий Павлович, доктор физ.-мат. наук, профессор (Саратов, Россия)
Шиманский-Гайер Лутц, Ph.D, профессор Гумбольдтского университета (Берлин, Германия)

**EDITORIAL BOARD OF THE JOURNAL
«IZVESTIYA OF SARATOV UNIVERSITY. NEW SERIES.
SERIES: PHYSICS»**

Editor-in-Chief – Aleksey A. Koronovskii (Saratov, Russia)

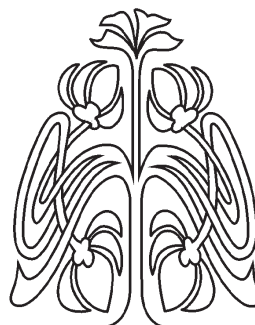
Deputy Editor-in-Chief – Vadim S. Anishchenko (Saratov, Russia)
Valery V. Tuchin (Saratov, Russia)

Executive Secretary – Anatoly V. Skripal (Saratov, Russia)

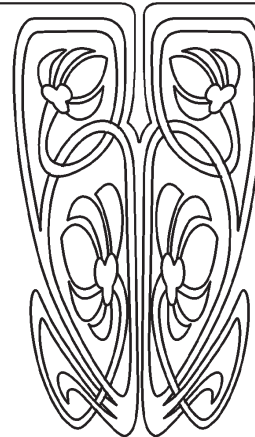
Members of the Editorial Board:

Valery M. Anikin (Saratov, Russia)
Lev M. Babkov (Saratov, Russia)
Roberto Cerbino (Milan, Italy)
Vladimir G. Chigrinov (Hong Kong, China)
Michael V. Davidovich (Saratov, Russia)
Arnaud Dubois (Saint-Aubin, France)
Yuri A. Filimonov (Saratov, Russia)
Alexander V. Gorokhov (Samara, Russia)
Lev A. Gribov (Moscow, Russia)
Nikolai G. Khlebtsov (Saratov, Russia)
Sergey P. Kuznetsov (Saratov, Russia)
Igor S. Nefedov (Helsinki, Finland)
Sergey A. Nikitov (Moscow, Russia)

Sergey A. Malyshev (Minsk, Belarus)
Leonid A. Melnikov (Saratov, Russia)
Joseph W. Modelski (Warsaw, Poland)
Yuri A. Pirogov (Moscow, Russia)
Yuri P. Sharaevsky (Saratov, Russia)
Lutz Shimansky-Geier (Berlin, Germany)
Alexander V. Skripal (Saratov, Russia)
Gleb B. Sukhorukov (London, UK)
Dmitry I. Trubetskov (Saratov, Russia)
Tatyana E. Vadivasova (Saratov, Russia)
Sergey I. Vinitky (Dubna, Russia)
Sergey B. Venig (Saratov, Russia)



**РЕДАКЦИОННАЯ
КОЛЛЕГИЯ**



РАДИОФИЗИКА, ЭЛЕКТРОНИКА, АКУСТИКА

Spiral Wave Patterns in Two-Layer 2D Lattices of Nonlocally Coupled Discrete Oscillators. Synchronization of Spiral Wave Chimeras

A. V. Bukh, G. I. Strelkova, V. S. Anishchenko

Andrei V. Bukh, <https://orcid.org/0000-0002-4786-6157>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, buh.andrey@yandex.ru

Galina I. Strelkova, <https://orcid.org/0000-0002-8667-2742>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, strelkovaji@info.sgu.ru

Vadim S. Anishchenko, <https://orcid.org/0000-0003-2255-1498>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, wadim@info.sgu.ru

The paper describes the spatio-temporal dynamics of a lattice that is given by a $2D N \times N$ network of nonlocally coupled Nekorkin maps which model neuronal activity. The network behavior is studied for periodic and no-flux boundary conditions. It is shown that for certain values of the coupling parameters, rotating spiral waves and spiral wave chimeras can be observed in the considered lattice. We analyze and compare statistical and dynamical characteristics of the local oscillators from coherence and incoherence clusters of a spiral wave chimera. Furthermore, effects of mutual and external synchronization of spiral wave structures in two coupled such lattices are studied. We show numerically that spiral wave structures, including spiral wave chimeras, can be synchronized and establish the mechanism of their synchronization. Our numerical studies indicate that when the coupling strength between the lattices is sufficiently weak, only a certain part of oscillators of the interacting networks is imperfectly synchronized, while the other part demonstrates a partially synchronous behavior. If the spatiotemporal patterns in the lattices do not include incoherent cores, imperfect synchronization is realized for most oscillators above a certain value of the coupling strength. In the regime of spiral wave chimeras, the imperfect synchronization of all oscillators cannot be achieved even for sufficiently large values of the coupling strength.

Keywords: spiral waves, spiral wave chimera, networks, nonlocal coupling, discrete map, synchronization.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-166-177>

1. Introduction

When studying the behavior of complex ensembles and networks of coupled nonlinear oscillators, the formation of various spatio-temporal patterns and their evolution are in the focus of research in nonlinear dynamics with applications to physics, chemistry, biology, and beyond [1–18].

In the last 15 years, the attention of specialists in nonlinear dynamics and related scientific fields was focused on the studies of so-called “chimera states” [19–22]. These states are characterized by the coexistence of clusters of oscillators with coherent (synchronous) and incoherent (asynchronous) dynamics in the ensemble space. Of particular interest is the synchronization of chimera states in multicomponent systems and





networks. Recently, various synchronization scenarios in multiplex and multilayer [23–31] networks were studied, such as generalized synchronization [32], inter-layer (external and mutual) synchronization [33–38], relay (remote) synchronization [39, 40], explosive synchronization [41–44]. Among a large variety of chimera states [35, 45–72], here we concentrate on so-called “spiral wave chimera structures” which are observed in 2D ensembles of coupled nonlinear oscillators [10, 22, 73–86]. These were typically found in the case of nonlocal coupling topology of network elements. These structures represent spiral waves which rotate around incoherent cores. The network elements in the regions of rotating spiral waves are characterized by coherent dynamics, while the elements inside the incoherent cores oscillate asynchronously. We note that spiral wave chimeras were observed in both numerical and experimental [78] studies of the dynamics of 2D ensembles whose individual oscillators are described, as a rule, by systems of ordinary differential equations.

In this paper we study the spatio-temporal dynamics of a 2D lattice of nonlocally coupled discrete-time systems. The network node is described by a two-dimensional nonlinear map proposed in the paper [87]. The Nekorkin map models the dynamics of a single neuron and can serve as a universal discrete model for describing the neuronal activity. During our numerical studies of the 2D lattice of coupled Nekorkin maps we observe spiral wave structures and spiral wave chimeras which are similar to those realized in ensembles of coupled phase or FitzHugh–Nagumo oscillators. It should be noted that simulating a large ensemble of coupled maps requires much less calculation time as compared with similar computations for ensembles of coupled differential systems. This circumstance is undoubtedly an important advantage which enables one to expand the area of computing and studying of complex networks of coupled oscillators.

In our work we consider two types of boundary conditions, periodic (torus) and no-flux (plane), and show that qualitatively, the results practically do not depend on their choice. In a spiral wave chimera regime, we analyze and compare dynamical and statistical characteristics of the network oscillators. Furthermore, effects of synchronization of spiral wave chimera structures have not been studied yet, and we describe numerical results for mutual and external synchronization of spiral wave structures in two coupled 2D lattices consisting of nonlocally coupled map-based neuron models [87].

2. Single Nekorkin map

Before focusing on the study of two coupled 2D lattices we describe briefly the dynamics of a single Nekorkin map which is a simple model for neuronal dynamics [87]. It is defined by the following equations:

$$\begin{aligned} x^{t+1} &= x^t + F(x^t) - y^t - \beta H(x^t - d), \\ y^{t+1} &= y^t + \varepsilon(x^t - J), \end{aligned} \quad (1)$$

where x^t is a variable that describes the dynamics of the membrane potential of the nerve cell, y^t is a variable that relates to the cumulative effect of all ion currents across the membrane, functions $F(x^t)$ and $H(x^t - d)$ are given as follows:

$$F(x^t) = x^t(x^t - a)(1 - x^t), \quad 0 < a < 1, \quad (2)$$

$$H(x^t) = \{1, x^t > 0\} \vee \{0, \textit{elsewhere}\}. \quad (3)$$

The parameter ε determines the characteristic time scale of y^t , the parameter J controls the level of the membrane depolarization ($J < d$), the parameters $\beta > 0$ and $d > 0$ determine the excitation threshold of bursting oscillations, $t = 1, 2, \dots$ represents discrete time. Despite its simplicity, this map can describe a number of basic modes of neuronal activity [88] when the control parameters are varied. These modes include spike-bursting chaotic oscillations, subthreshold oscillations, as well as the regime of single, periodic and chaotic spike generation [87].

In our studies we are especially interested in the dynamical regime of the map (1), which relates to spike oscillations. This mode is exemplified in Fig. 1, where the phase portrait and time series for the variable x^t are plotted respectively. The corresponding phase portrait represents a closed invariant curve. The maximal Lyapunov exponent in this regime is (up to numerical inaccuracy) zero, and the second one is negative. Thus, we can conclude that the map (1) dynamics reflects a quasi-periodic mode in a lifted continuous-time system [89]. However, as clearly seen from Fig. 1 *b*, the time series of the variable x^t is nearly periodic, and the rotation number for the invariant curve (Fig. 1 *a*) is very small, i.e., $r = 0.014$. In this case, the trajectory shifts on a very small angle per iteration that leads to the observation of nearly periodic oscillations and the invariant curve is very similar to a limit cycle. This fact is also confirmed by numerical results for the autocorrelation function. The latter decays gradually and very slowly as a consequence of nearly periodic oscillations (Fig. 1 *c*).

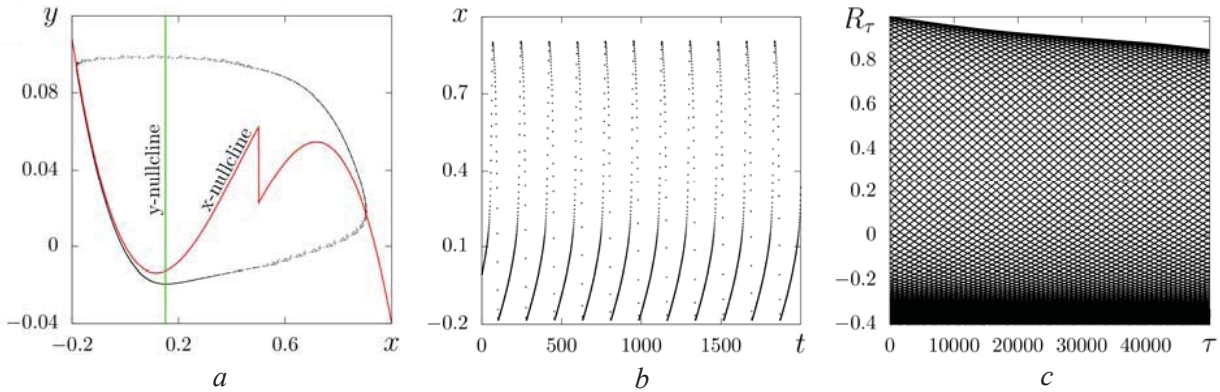


Fig. 1. (a) Phase portrait, (b) time series x^t and autocorrelation dependence (c) for the map (1) at $a = 0.25$, $\beta = 0.04$, $J = 0.15$, $d = 0.5$, $\varepsilon = 0.005$. The Lyapunov exponents are $\lambda_0 = 0.0$, $\lambda_1 = -0.4$, and the rotation number is $r = 0.014$

3. 2D lattice of coupled Nekorkin maps

We choose the Nekorkin map (1) as the individual element in a two-dimensional $N \times N$ lattice of nonlocally coupled oscillators. The network equations are as follows:

$$\begin{aligned}
 x_{i,j}^{t+1} &= x_{i,j}^t + F(x_{i,j}^t) - y_{i,j}^t - \beta H(x_{i,j}^t - d) + \\
 &+ \frac{\sigma_x}{B_{i,j}^x} \sum \left[f(x_{m_x, n_x}^t) - f(x_{i,j}^t) \right], \\
 y_{i,j}^{t+1} &= y_{i,j}^t + \varepsilon (x_{i,j}^t - J),
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

where $m_x, n_x \in$ are indices for nonlocal neighbors. The sum denotes nonlocal coupling of range R_x in a square domain. The network (4) is analyzed for both periodic

$$\begin{aligned}
 i - R_x \leq m_x \leq i + R_x, \quad i \pm N = i, \\
 j - R_x \leq n_x \leq N, \quad j + R_x, \quad j \pm N = j,
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

and no-flux [90]

$$\begin{aligned}
 \max(1, i - R_x) \leq m_x \leq \min(N, i + R_x), \\
 \max(1, j - R_x) \leq n_x \leq \min(N, j + R_x).
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

boundary conditions. The double index of variables $x_{i,j}$ and $y_{i,j}$ with $i, j = 1, \dots, N$ encodes the position of corresponding oscillators on the two-dimensional lattice. The parameter σ_x denotes the coupling strength between the elements in the x variable $B_{i,j}^x$ gives the number of nonlocally coupled neighbors of node (i, j) . In the case of periodic boundary conditions, we have $B_{i,j}^x = (2R_x + 1)^2 - 1$. The numerical results show that when the nonlocal coupling strength σ_x and the coupling range R_x are varied, the model (4) can demonstrate all the

typical spiral wave patterns, including spiral wave chimeras, which were observed earlier.

The dynamics of the network (4) is analyzed when the individual element (the map (1)) operates in the spike oscillation mode (Fig. 1). In our simulations we use initial conditions randomly and uniformly distributed in the intervals $x_{i,j}^0 \in [-0.2, 0.6]$, $y_{i,j}^0 \in [-0.02, 0.06]$. Examples of spatio-temporal patterns which arise in the network (4) of locally coupled maps, i.e., when $R_x = 1$, are shown in Fig. 2 for increasing values of the coupling strength σ_x and for two types of boundary conditions. The upper panel shows snapshots of $x_{i,j}$ in the case of no-flux boundary conditions (5) and the lower panel depicts snapshots of $x_{i,j}$ for periodic boundary conditions (6). The coupling strength σ_x takes the same values for both cases. When σ_x is very weak, e.g., $\sigma_x = 0.0001$, the individual elements behave as if they are uncoupled. An incoherent mode with small coherence clusters is realized at rather small values of σ_x (see, for example, Fig. 2 a, d at $\sigma_x = 0.003$). When the coupling strength increases and becomes sufficiently strong, e.g., $\sigma_x = 0.027$, smooth coherent patterns are observed in the lattice (Fig. 2 c, f). Spiral wave structures are found in the network when σ_x takes intermediate values. Examples are depicted in Fig. 2 b, e for $\sigma_x = 0.018$. As can be seen from Fig. 2, the obtained patterns do not dramatically differ from each other for different types of boundary conditions.

We now explain how we obtain spatio-temporal patterns in the network (4) when the coupling parameters are varied. We use random initial conditions as specified above. Whenever we observe a spiral wave

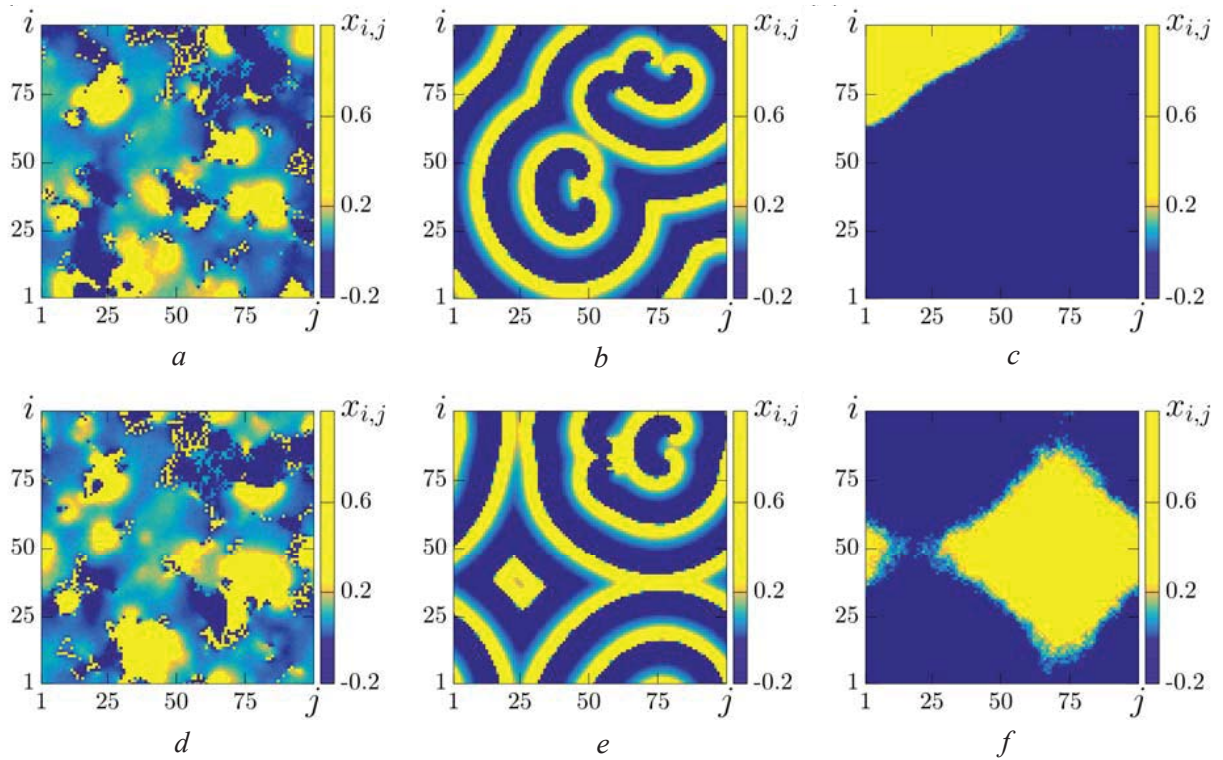


Fig. 2. Snapshots of the $x_{i,j}^t$ variable in the network (4) for different values of the coupling strength σ_x : (a, d) 0.003, (b, e) 0.018, (c, f) 0.027. The upper and lower panels depict snapshots for no-flux and periodic boundary conditions, respectively. Other parameters: $a = 0.25, \beta = 0.04, J = 0.15, d = 0.5, \varepsilon = 0.004$ and $R_x = 1$

pattern for the coupling range $R_x = 1$, we continue our calculation by changing the coupling parameters using the pattern of the previous simulation as an initial condition. Our calculations show that the observed spatio-temporal patterns strongly depend on the coupling range. Examples are shown in Fig. 3 for different values of R_x and a fixed value of σ_x in the case of no-flux boundaries. Following our calculation scheme described above, we observe the spatio-temporal pattern at $R_x = 1$ and $\sigma_x = 0.05$ (Fig. 3 a) and then increase the coupling range R_x .

When $R_x = 6$, the incoherent core appears near the lattice center and is surrounded by the rotating spiral wave (Fig. 3 b). This means that a spiral wave chimera state is observed. A further increase in the coupling range leads to an increase of the size of the incoherent core (Fig. 3 c), which is now strictly located at the lattice center.

Spiral wave patterns and spiral wave chimeras can also be found for periodic boundary conditions when the coupling range R_x increases. The number of incoherent cores also increases as R_x goes up (Fig. 4).

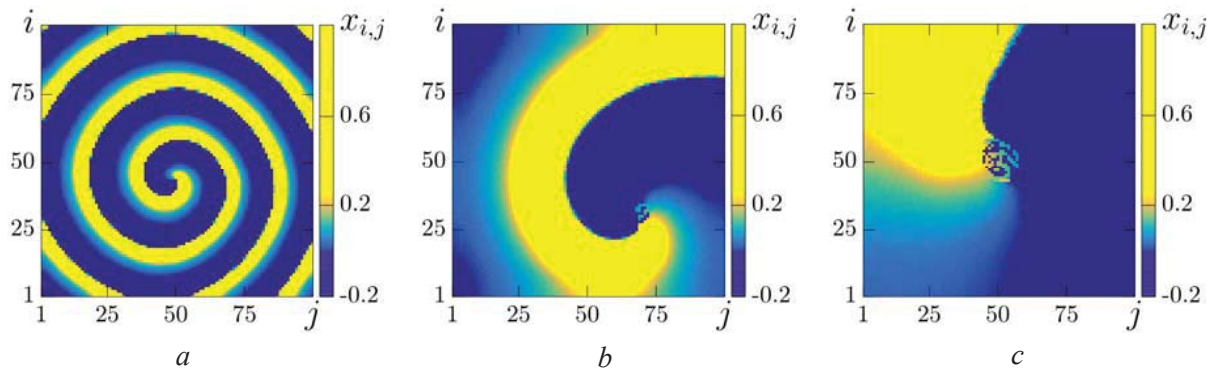


Fig. 3. Spiral wave pattern and spiral wave chimeras in the lattice (4) for no-flux boundaries. Snapshots of $x_{i,j}^t$ for increasing values of the coupling range: (a) $R_x = 1$, (b) $R_x = 6$, (c) $R_x = 14$. Other parameters: $a = 0.25, \beta = 0.04, J = 0.15, d = 0.5, \varepsilon = 0.004$ and $\sigma_x = 0.05$

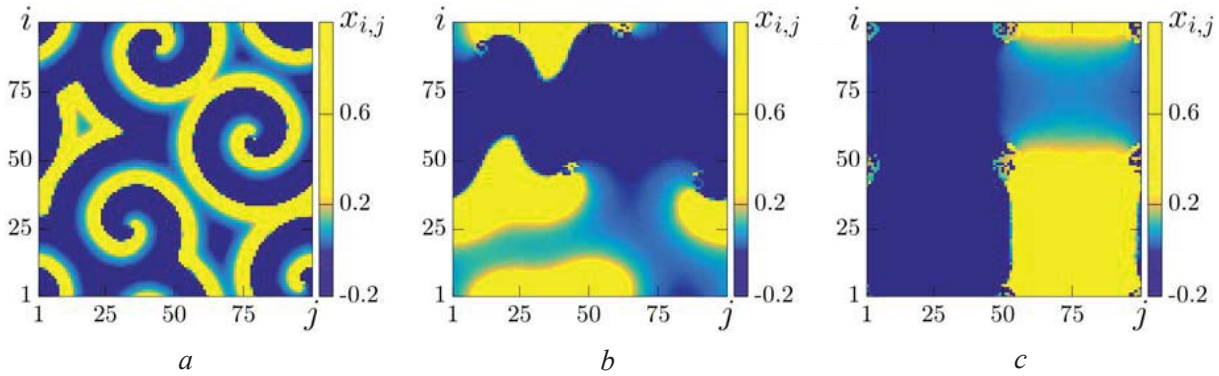


Fig. 4. Spiral wave pattern and spiral wave chimeras with several incoherent cores in the network (4) for periodic boundary conditions. Snapshots of $x_{i,j}^t$ for increasing values of the coupling range: (a) $R_x = 1$, (b) $R_x = 5$, (c) $R_x = 12$. Other parameters: $a = 0.25, \beta = 0.04, J = 0.15, d = 0.5, \varepsilon = 0.004$ and $\sigma_x = 0.05$

4. Two coupled 2D lattices of Nekorkin maps

We now couple two 2D lattices each described by the network (4) of 200×200 nonlocally coupled Nekorkin maps. The coupling between the lattices is assumed to be mutual. This means that

only corresponding oscillators of the lattices are mutually coupled via their coordinates, i.e., in a multiplex configuration. In this case the coupled lattices are described by the following system of equations:

$$\begin{aligned}
 x_{i,j}^{t+1} &= x_{i,j}^t + F(x_{i,j}^t) - y_{i,j}^t - \beta H(x_{i,j}^t - d) + \frac{\sigma_x}{B_{i,j}^x} \sum \left[f(x_{m_x, n_x}^t) - f(x_{i,j}^t) \right] + \gamma_{ux} [u_{i,j}^t - x_{i,j}^t], \\
 y_{i,j}^{t+1} &= y_{i,j}^t + \varepsilon (x_{i,j}^t - J), \\
 u_{i,j}^{t+1} &= u_{i,j}^t + F(u_{i,j}^t) - v_{i,j}^t - \beta H(u_{i,j}^t - d) + \frac{\sigma_u}{B_{i,j}^u} \sum \left[f(x_{m_u, n_u}^t) - f(u_{i,j}^t) \right] + \gamma_{xu} [x_{i,j}^t - u_{i,j}^t], \\
 v_{i,j}^{t+1} &= v_{i,j}^t + \varepsilon (u_{i,j}^t - J),
 \end{aligned} \tag{7}$$

where variables $x_{i,j}^t, y_{i,j}^t$ define the dynamics of the oscillators in the first lattice, variables $u_{i,j}^t, v_{i,j}^t$ determine the dynamics of the oscillators in the second lattice, γ_{ux}, γ_{xu} are the interlattice coupling strengths between corresponding oscillators of the first and second lattice layer. In our studies we consider only the case of no-flux boundary conditions. Link indices $m_x, n_x \in$ are given in Eq. (6) for the first lattice, and indices $m_u, n_u \in$ in the second lattice are defined analogously by replacing R_x with R_u . To account for potentially different coupling parameters in both networks, we introduce a subscript x and u for the first and second network in the coupling strengths σ_x, σ_u , coupling ranges R_x, R_u , numbers of nonlocal neighbors $B_{i,j}^x, B_{i,j}^u$ and neighbor indices m_x, m_u, n_x, n_u . The values of the coupling strengths are fixed as $\sigma_x = \sigma_u = 0.6$.

The synchronization of oscillations between the lattices is quantified by calculating the number of synchronized elements N_s in the lattices, which

satisfy the condition $r_{i,j} \geq 0.95$, where the correlation coefficient $r_{i,j}$ between corresponding oscillators of the lattices is given as follows:

$$r_{i,j} = \frac{\tilde{x}_{i,j} \tilde{u}_{i,j}}{\sqrt{\tilde{x}_{i,j}^2 \tilde{u}_{i,j}^2}}, \tag{8}$$

$$\tilde{x}_{i,j} = x_{i,j} - \bar{x}_{i,j}, \tilde{u}_{i,j} = u_{i,j} - \bar{u}_{i,j}.$$

The correlation coefficient $r_{i,j}$ is widely used when synchronization of coupled oscillators is studied [60, 91]. The corresponding oscillators are assumed to be synchronized if $r_{i,j} \geq 0.95$, otherwise they are desynchronized. The threshold value of $r_{i,j}^{th} = 0.95$ is chosen because complete synchronization cannot be achieved in the case of parameter detuning in the interacting lattices. The condition $r_{i,j} \geq 0.95$, characterizes the maximum degree of synchronization of spatio-temporal structures which is possible in the regimes studied.



5. Numerical results for mutual synchronization

The parameters of the individual map (1) are set as in Section II. The coupling strengths between the lattices are assumed to be $\gamma_{ux} = \gamma_{xu} = \gamma$ in the case of mutual synchronization. We consider the dynamics of the coupled lattices (7) when the coupling strength γ is varied. In our simulations spatio-temporal patterns in the network (4) are obtained as follows. We use random initial conditions distributed in the intervals $x_{i,j}^0, u_{i,j}^0 \in [-0.2, 0.6]$, $y_{i,j}^0, v_{i,j}^0 \in [-0.02, 0.06]$ for the coupling range $R_x = R_u = 1$. Whenever we observe a spiral wave pattern in each uncoupled lattice at $R_x = R_u = 1$, we use this as initial condition and continue our calculation by changing the coupling parameters. First, we choose simple but

non-identical spiral wave structures which are realized in the lattices when they are uncoupled. These patterns are exemplified in Fig. 5 *a, b*. As can be seen from Fig. 5 *c*, when the mutual coupling γ is turned on, the resulting structure in the network (7) differs from the initial patterns in both lattices (Fig. 5 *a, b*) and represents a certain intermediate regime due to the mutual coupling which is invasive. The topology of this spiral wave structure is preserved, but the wavelength of the spiral wave in Fig. 5 *c* does not coincide with that of the initial structures (Fig. 5 *a, b*). We measure the wavelength for each pattern by taking a cross section through the spiral center and then compare the wavelengths.

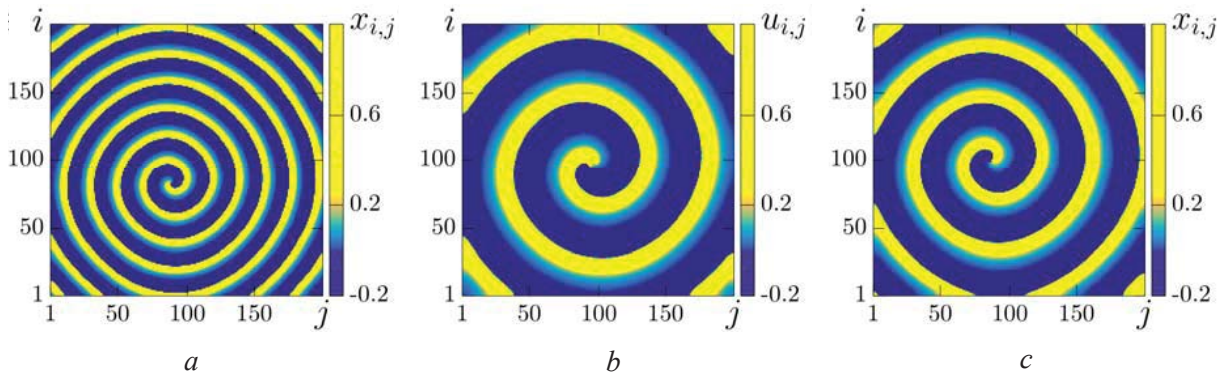


Fig. 5. Snapshots of (a) $x_{i,j}$ (first lattice) for $R_x = 1, \gamma = 0$ (b) $u_{i,j}$ (second lattice) at $R_u = 3, \gamma = 0$, (c) $x_{i,j}$ (first lattice) for $\gamma = 0.04$. Other parameters as in Fig. 1

Our calculations show that different oscillators in the lattices are synchronized at different values of the interlattice coupling strength γ . As follows from Fig. 6 *a*, when the coupling strength is rather

weak, $\gamma \leq 0.02$, none of the oscillators ($N_s = 0$) are in-phase synchronized. This is well illustrated by the distribution of the correlation coefficient $r_{i,j}$ shown in Fig. 6 *b*. Synchronization is observed only with

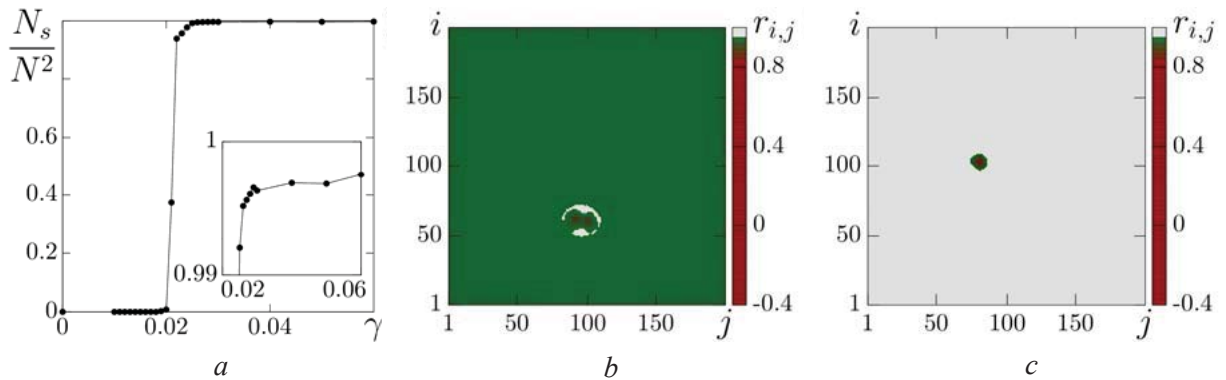


Fig. 6. (a) Number of synchronous oscillators ($\{N_s : r_{i,j} > 0.95\}$) versus the interlattice coupling strength γ , distribution of the correlation coefficient $r_{i,j}$ at (b) $\gamma = 0.02$, (c) $\gamma = 0.04$ with $R_x = 1, R_u = 3$. Coherent oscillators (i, j) are marked by the light tone (grey online), incoherent ones by the dark tone (green or red online). The inset in (a) shows a blow-up for N_s / N^2 close to unity



$\gamma > 0.02$ and most oscillators are synchronized at $\gamma = 0.03$. However, the distribution of the correlation coefficient $r_{i,j}$ depicted in Fig. 6 c clearly indicates that there is a certain number of desynchronized oscillators which are located in the center of the lattices. For these oscillators the correlation coefficient $r_{i,j} < 0.9$. Hence, we can state that partial synchronization takes place in this case. The regime of partial synchronization is characterized by the coexistence of synchronous and asynchronous oscillators in the interacting lattices. As can be seen from Figs. 5 c, 6 c, the asynchronous oscillators correspond to the core of the spiral wave. Almost complete synchronization of all elements is achieved when $\gamma > 0.05$.

We now consider mutual synchronization of a coherent spiral wave and a spiral wave chimera with single core pictured in Fig. 7. Numerical calculations show that the topology of spiral wave structures essentially depends on the coupling ranges R_x and R_u . Particularly, the number of incoherent cores changes

when R_x and R_u are varied. When the lattices are uncoupled, a spiral wave pattern is realized in the first lattice (Fig. 7 a) and a spiral wave chimera is observed in the second one (Fig. 7 b). The synchronous structure which results from the mutual synchronization of the two coupled lattices (7) is presented in Fig. 7 c. Our numerical results indicate that the effect of partial synchronization manifests itself more brightly in this case. Moreover, as follows from Fig. 8 a, a larger interlattice coupling strength $\gamma \geq 0.04$ is needed to synchronize most of the oscillators in the lattices. At the same time, the number of oscillators which remain desynchronized increases (Fig. 8 c) as compared with Fig. 6 c. The distribution of the correlation coefficient $r_{i,j}$ values for the transient structure at $\gamma = 0.02$ is shown in Fig. 8 b. A comparison of the results presented in Figs. 5, 6 and Figs. 7, 8 shows that the number of desynchronized oscillators increases when the incoherent core appears.

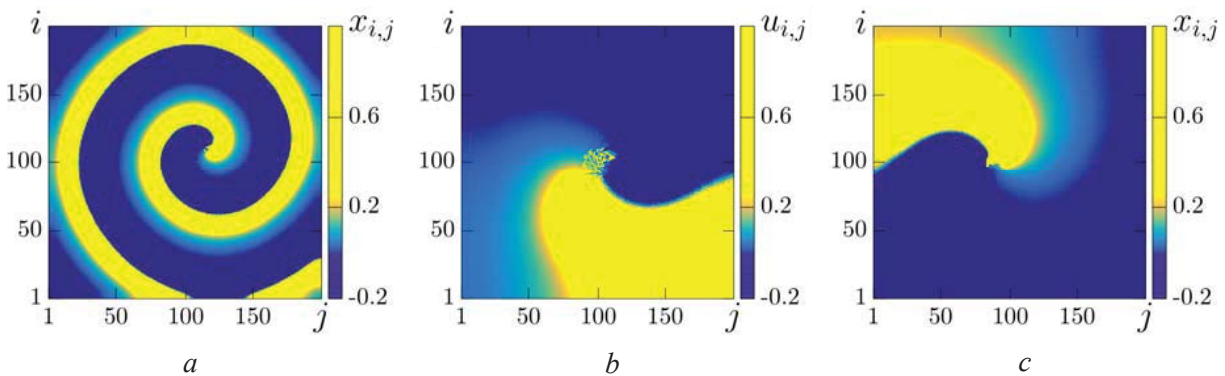


Fig. 7. Snapshots of (a) $x_{i,j}$ (first lattice) for $R_x = 4, \gamma = 0$, (b) $u_{i,j}$ (second lattice) at $R_u = 22, \gamma = 0$, (c) $x_{i,j}$ (first lattice) for $\gamma = 0.06$

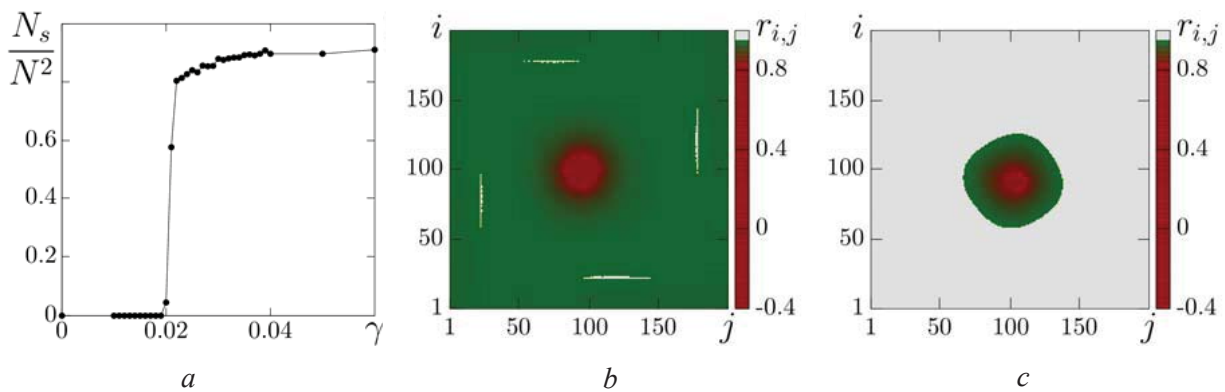


Fig. 8. (a) Number of synchronous oscillators ($\{N_s : r_{i,j} > 0.95\}$) in dependence on the interlattice coupling strength γ , distribution of the $r_{i,j}$ values at (b) $\gamma = 0.02$, (c) $\gamma = 0.06$ with $R_x = 4, R_u = 22$



6. Numerical results for external synchronization

We now analyze the case of external synchronization when the interlattice coupling is introduced unidirectionally from the elements of the second lattice, which is the driver network, to the corresponding elements of the first lattice, which is the response network. Thus, we set $\gamma_{ux} = \gamma, \gamma_{xu} = 0$ in (7). The results of numerical simulations are shown in Figs. 9–10 for two different spiral wave chimera structures realized in the driver lattice. When the lattices are uncoupled, a spiral wave chimera is established in the second (driver) lattice (Fig. 9 b) and a coherent spiral wave is realized in the first (response) lattice (Fig. 9 a). The partial external

synchronization which takes place in the coupled lattices starting with $\gamma \geq 0.05$ (Fig. 10 a) results in the synchronous state shown in Fig. 9 c. However, as can be seen from Fig. 10 c, the oscillators in the incoherent core of the spiral wave chimera (in the center of the lattice in Fig. 9 c) are desynchronized and this feature is preserved for sufficiently large values of $\gamma \geq 0.02$. Moreover, the incoherent core corresponds exactly to the incoherent core in the resulting synchronous pattern (Fig. 9 c). The number of desynchronized oscillators grows when the number of incoherent cores increases. Our numerical studies have shown that this effect is general for both mutual and external synchronization.

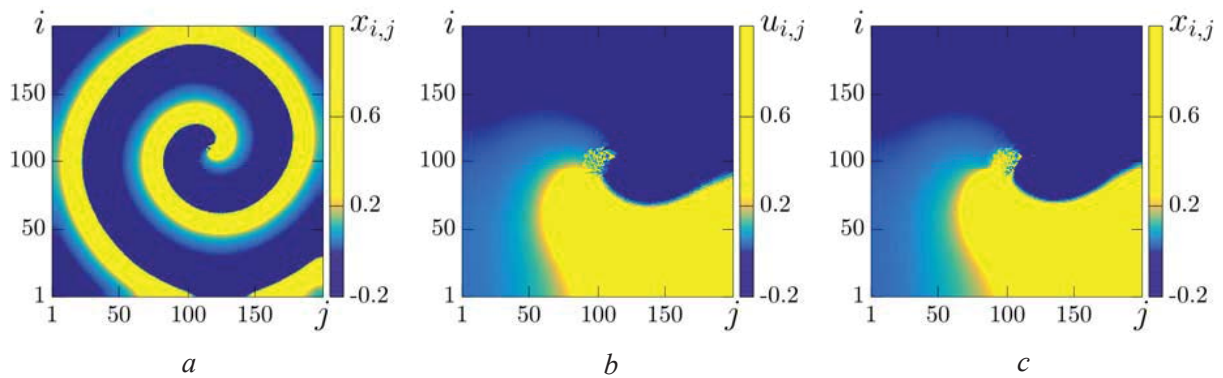


Fig. 9. Snapshots of (a) $x_{i,j}$ in the first (response) lattice at $R_x = 4, \gamma = 0$, (b) $u_{i,j}$ in second (driver) lattice at $R_u = 22, \gamma = 0$, (c) $x_{i,j}$ in the response lattice for $\gamma = 0.05$

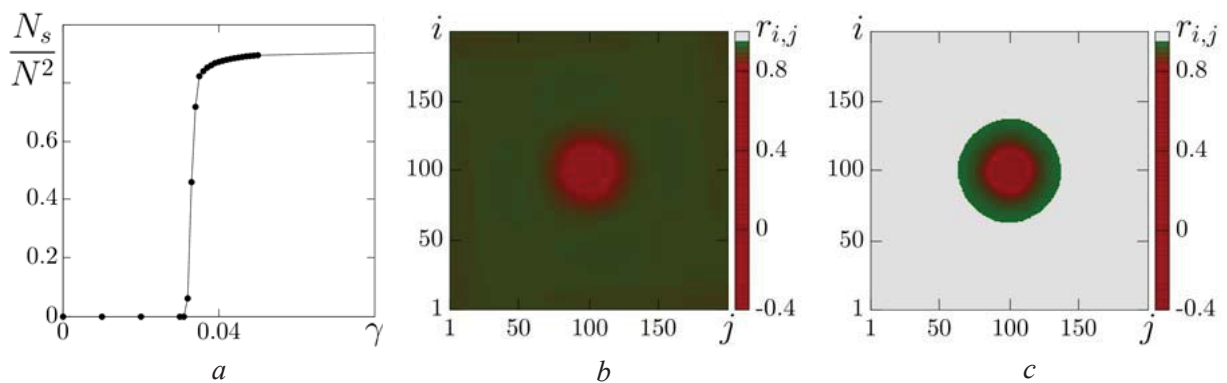


Fig. 10. (a) Number of synchronous oscillators ($\{N_s : r_{i,j} > 0.95\}$) versus the unidirectional interlattice coupling strength γ , distribution of the $r_{i,j}$ values at (b) $\gamma = 0.02$, (c) $\gamma = 0.05$ with $R_x = 4, R_u = 22$

7. Conclusions

We have studied the dynamics of a two-dimensional network of discrete-time maps with nonlocal interaction. The local dynamics of the network element is defined by the Nekorkin map which is a universal discrete model of the neuronal

activity. This map can describe a variety of different dynamical modes, including chaotic spike-bursting oscillations, subthreshold and spike oscillations.

We have shown for the first time that the 2D lattice of coupled map-based neuron models can demonstrate all typical spatio-temporal structures,



including spiral wave patterns and spiral wave chimeras, which are similar to those observed in 2D networks of nonlocally coupled phase oscillators, FitzHugh–Nagumo models, reaction-diffusion models, chemical oscillators, etc. The network dynamics has been explored for two types of boundary conditions, periodic (toroidal) and no-flux (plane) and it has been shown that the resulting patterns have not changed qualitatively depending on the choice of boundary conditions. Our studies have demonstrated that the spiral wave chimeras can be observed within finite ranges of variation of the nonlocal coupling parameters and the multi-core chimeras can be obtained when the coupling range R_x increases.

Our numerical studies have convincingly shown that a simple discrete-time system in the form of the Nekorkin map, that describes well a rich variety of the neuronal activity, can be chosen and used as individual element of a complex network for further extended analysis of the properties and characteristics of spiral wave patterns and spiral wave chimeras. We have analyzed numerically the mutual and external synchronization of two coupled lattices consisting of nonlocally coupled Nekorkin maps. Our numerical studies have shown that these synchronization effects are characterized by several important features. First, if each of the uncoupled lattices exhibits simple spiral wave structures, imperfect (almost complete) synchronization of oscillations of most corresponding elements of the two lattices can occur for a sufficient value of the coupling strength γ . We note that in the case of mutual synchronization, the resulting synchronous structure differs from the initially established modes in the uncoupled lattices. This effect is typical and has also been encountered when mutual synchronization of two oscillators with limit cycles [92] was considered. Complete synchronization cannot be achieved even with a significant increase in the coupling strength, if one of the lattices exhibits a spiral wave chimera pattern for zero interlattice coupling. The second peculiarity consists of the fact that not all oscillators are almost completely synchronized when the lattices are coupled mutually or unidirectionally. A certain number of oscillators remain desynchronized while most of them demonstrate imperfect (almost complete) synchronization. This effect takes place even in the case of simple (single-core) initial patterns in both lattices and is enhanced when the initial spiral wave chimera in one of the interacting

lattices has multiple cores. It has been shown that the transition from a spiral wave chimera structure with a single core to a spiral wave chimera with several cores is characterized by an increase in the number of unsynchronized oscillators.

Acknowledgements: This work was funded by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG, German Research Foundation) – Projektnummer 163436311-SFB 910, and by the Russian Ministry of Education and Science (project No. 3.8616.2017).

References

1. Kaneko K. Pattern dynamics in spatiotemporal chaos. *Physica D*, 1967, vol. 34, pp. 1–41.
2. Afraimovich V., Nekorkin V., Osipov G., Shalfeev V. *Stability, Structures And Chaos In Nonlinear Synchronization Networks*. Singapore, World Scientific, 1995. 260 p.
3. Epstein I. R., Pojman J. A. *An introduction to nonlinear chemical dynamics: oscillations, waves, patterns, and chaos*. Oxford, Oxford University Press, 1998. 480 p.
4. Strogatz S. H. Exploring complex networks. *Nature*, 2001, vol. 410, pp. 268.
5. Nekorkin V. I., Velarde M. G. *Synergetic Phenomena in Active Lattices*. Berlin, Springer, 2002. 359 p.
6. Dorogovtsev S. N., Mendes J. F. Evolution of networks. *Advances in physics*, 2002, vol. 51, pp. 1079–1187.
7. Newman M. E. The structure and function of complex networks. *SIAM review*, 2003, vol. 45, pp. 167–256.
8. Ben-Naim E., Frauenfelder H., Toroczkai Z. *Complex networks*. Berlin, Springer, 2004. 520 p.
9. Boccaletti S., Latora V., Moreno Y., Chavez M., Hwang D.-U. Complex networks: Structure and dynamics. *Physics reports*, 2006, vol. 424, pp. 175–308.
10. Martens E. A., Laing C. R., Strogatz S. H. Solvable model of spiral wave chimeras. *Phys. Rev. Lett.*, 2010, vol. 104, pp. 044101.
11. Barabási A.-L., Pósfai M. *Network science*. Cambridge, Cambridge University Press, 2016. 475 p.
12. Pecora L. M., Sorrentino F., Hagerstrom A. M., Murphy T. E., Roy R. Cluster synchronization and isolated desynchronization in complex networks with symmetries. *Nat. Commun.*, 2014, vol. 5, pp. 4079.
13. Nekorkin V. I., Kazantsev V. B., Velarde M. G. Mutual synchronization of two lattices of bistable elements. *Phys. Lett. A*, 1997, vol. 236, pp. 505–512.
14. Nekorkin V. I., Voronin M. L., Velarde M. G. Clusters in an assembly of globally coupled bistable oscillators. *Eur. Phys. J. B*, 1999, vol. 9, pp. 533–543.
15. Belykh V. N., Belykh I. V., Hasler M. Hierarchy and stability of partially synchronous oscillations of diffusively coupled dynamical systems. *Phys. Rev. E*, 2000, vol. 62, pp. 6332–6345.



16. Belykh V. N., Belykh I. V., Mosekilde E. Cluster synchronization modes in an ensemble of coupled chaotic oscillators. *Phys. Rev. E*, 2001, vol. 63, pp. 036216.
17. Nekorkin V., Kazantsev V., Velarde M. Synchronization in two-layer bistable coupled map lattices. *Physica D*, 2001, vol. 151, pp. 1–26.
18. Akopov A., Astakhov V., Vadivasova T., Shabunin A., Kapitaniak T. Frequency synchronization of clusters in coupled extended systems. *Phys. Lett. A*, 2005, vol. 334, pp. 169–172.
19. Hogan J., Krauskopf A. R., Bernardo M. di, Wilson R. E., Osigna H. M., Homer M. E., Champneys A. R. *Nonlinear Dynamics and Chaos. Where do we go from here?* Florida, US, CRC Press, 2002. 376 p.
20. Kuramoto Y., Battogtokh D. Coexistence of coherence and incoherence in nonlocally coupled phase oscillators. *Nonlinear Phenom. Complex Syst.*, 2002, vol. 5, pp. 380–385.
21. Abrams D. M., Strogatz S. H. Chimera states for coupled oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 93, pp. 174102.
22. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states: coexistence of coherence and incoherence in networks of coupled oscillators. *Nonlinearity*, 2015, vol. 28, pp. R67–R87.
23. Domenico M. De, Solé-Ribalta A., Cozzo E., Kivela M., Moreno Y., Porter M. A., Gómez S., Arenas A., Mathematical formulation of multilayer networks. *Phys. Rev. X*, 2013, vol. 3, pp. 041022.
24. Kivela M., Arenas A., Barthelemy M., Gleeson J. P., Moreno Y., Porter M. A. Multilayer networks. *J. Complex Netw.*, 2014, vol. 2, pp. 203–271.
25. Boccaletti S., Bianconi G., Criado R., Genio C. del, Gomez-Gardees J., Romance M., Sendia-Nadal I., Wang Z., Zanin M. The structure and dynamics of multilayer networks. *Phys. Rep.*, 2014, vol. 544, pp. 1 – 122.
26. Gambuzza L. V., Frasca M., Gómez-Gardeñes J. Intra-layer synchronization in multiplex networks. *Europhys. Lett.*, 2015, vol. 110, pp. 20010.
27. Ghosh S., Kumar A., Zakharova A., Jalan S. Birth and death of chimera: Interplay of delay and multiplexing. *Europhys. Lett.*, 2016, vol. 115, pp. 60005.
28. Sevilla-Escoboza R., Sendia-Nadal I., Leyva I., Gutierrez R., Buld J. M., Boccaletti S. Inter-layer synchronization in multiplex networks of identical layers. *Chaos*, 2016, vol. 26, pp. 065304.
29. Ghosh S., Jalan S. Emergence of chimera in multiplex network. *Int J Bifurc Chaos*, 2016, vol. 26, pp. 1650120.
30. Maksimenko V. A., Makarov V. V., Bera B. K., Ghosh D., Dana S. K., Goremyko M. V., Frolov N. S., Koronovskii A. A., Hramov A. E. Excitation and suppression of chimera states by multiplexing. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 94, pp. 052205.
31. Mikhaylenko M., Ramlow L., Jalan S., Zakharova A. Weak multiplexing in neural networks: Switching between chimera and solitary states. *Chaos*, 2019, vol. 29, pp. 023122.
32. Andrzejak R. G., Ruzzene G., Malvestio I. Generalized synchronization between chimera states. *Chaos*, 2017, vol. 27, pp. 053114.
33. Singh A., Ghosh S., Jalan S., Kurths J. Synchronization in delayed multiplex networks. *Europhys. Lett.*, 2015, vol. 111, pp. 30010.
34. Boccaletti S., Almendral J., Guan S., Leyva I., Liu Z., Sendia-Nadal I., Wang Z., Zou Y. Explosive transitions in complex networks structure and dynamics: Percolation and synchronization. *Phys. Rep.*, 2016, vol. 660, pp. 1 – 94.
35. Bukh A., Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. New type of chimera and mutual synchronization of spatiotemporal structures in two coupled ensembles of nonlocally interacting chaotic maps. *Chaos*, 2017, vol. 27, pp. 111102.
36. Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. Synchronization of chimera states in coupled networks of nonlinear chaotic oscillators. *Russ. J. Nonlin. Dyn.*, 2018, vol. 14, pp. 419–433.
37. Strelkova G., Vadivasova T., Anishchenko V. Synchronization of chimera states in a network of many unidirectionally coupled layers of discrete maps. *Regul. Chaot. Dyn.*, 2018, vol. 23, pp. 948 – 960.
38. Rybalova E., Vadivasova T., Strelkova G., Anishchenko V., Zakharova A. Forced synchronization of a multilayer heterogeneous network of chaotic maps in the chimera state mode. *Chaos*, 2019, vol. 29, pp. 033134.
39. Leyva I., Sevilla-Escoboza R., Sendia-Nadal I., Gutierrez R., Buld J., Boccaletti S. Inter-layer synchronization in non-identical multi-layer networks. *Sci. Rep.*, 2017, vol. 7, pp. 45475.
40. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Delay controls chimera relay synchronization in multiplex networks. *Phys. Rev. E*, 2018, vol. 98, pp. 062224.
41. Zhang X., Boccaletti S., Guan S., Liu Z. Explosive synchronization in adaptive and multilayer networks. *Phys. Rev. Lett.*, 2015, vol. 114, pp. 038701.
42. Leyva I., Sendia-Nadal I., Sevilla-Escoboza R., Vera-Avila V. P., Chholak P., Boccaletti S. Relay synchronization in multiplex networks. *Sci. Rep.*, 2018, vol. 8, pp. 8629.
43. Leyva I., Sendia-Nadal I., Boccaletti S. Explosive synchronization in mono and multilayer networks. *Disc. and Cont. Dyn. Syst. Ser. B*, 2018, vol. 25, pp. 1931.
44. Kachhvah A. D., Jalan S. Delay regulated explosive synchronization in multiplex networks. *New J. Phys.*, 2019, vol. 21, pp. 015006.
45. Omelchenko I., Maistrenko Y., Hövel P., Schöll E. Loss of coherence in dynamical networks: Spatial chaos and chimera states. *Phys. Rev. Lett.*, 2011, vol. 106, pp. 234102.
46. Omelchenko I., Riemenschneider B., Hövel P., Maistrenko Y., Schöll E. Transition from spatial coherence to incoherence in coupled chaotic systems. *Phys. Rev. E*, 2012, vol. 85, pp. 026212.
47. Hagerstrom A. M., Murphy T. E., Roy R., Hövel P., Omelchenko I., Schöll E. Experimental observation of chimeras in coupled-map lattices. *Nat. Phys.*, 2012, vol. 8, pp. 658–661.
48. Tinsley M. R., Nkomo S., Showalter K. Chimera and phase-cluster states in populations of coupled chemical oscillators. *Nat. Phys.*, 2012, vol. 8, pp. 662–665.



49. Larger L., Penkovsky B., Maistrenko Y. Virtual chimera states for delayed-feedback systems. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 111, pp. 054103.
50. Martens E. A., Thutupalli S., Fourrière A., Hallatschek O. Chimera states in mechanical oscillator networks. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 2013, vol. 110, pp. 10563–10567.
51. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states on a flat torus. *Phys. Rev. E*, 2013, vol. 110, pp. 094102.
52. Dudkowski D., Maistrenko Y., Kapitaniak T. Different types of chimera states: An interplay between spatial and dynamical chaos. *Phys. Rev. E*, 2014, vol. 90, pp. 032920.
53. Maistrenko Y. L., Vasylenko A., Sudakov O., Levchenko R., Maistrenko V. L. Cascades of multiheaded chimera states for coupled phase oscillators. *Int J Bifurc Chaos*, 2014, vol. 24, pp. 1440014.
54. Yeldesbay A., Pikovsky A., Rosenblum M. Chimeralike states in an ensemble of globally coupled oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, vol. 112, pp. 144103.
55. Kapitaniak T., Kuzma P., Wojewoda J., Czolczynski K., Maistrenko Y. Imperfect chimera states for coupled pendula. *Sci. Rep.*, 2014, vol. 4, pp. 6379.
56. Hizanidis J., Panagakou E., Omelchenko I., Schöll E., Hövel P., Provata A. Chimera states in population dynamics: Networks with fragmented and hierarchical connectivities. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 92, pp. 012915.
57. Semenova N., Zakharova A., Schöll E., Anishchenko V. Does hyperbolicity impede emergence of chimera states in networks of nonlocally coupled chaotic oscillators? *Europhys. Lett.*, 2015, vol. 112, pp. 40002.
58. Olmi S., Martens E. A., Thutupalli S., Torcini A. Intermittent chaotic chimeras for coupled rotators. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 92, pp. 030901.
59. Panaggio M. J., Abrams D. M. Chimera states on the surface of a sphere. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 91, pp. 022909.
60. Kemeth F. P., Haugland S. W., Schmidt L., Kevrekidis I. G., Krischer K. A classification scheme for chimera states. *Chaos*, 2016, vol. 26, pp. 094815.
61. Schöll E. Synchronization patterns and chimera states in complex networks: Interplay of topology and dynamics. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2016, vol. 225, pp. 891–919.
62. Ulonska S., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in networks of van der pol oscillators with hierarchical connectivities. *Chaos*, 2016, vol. 26, pp. 094825.
63. Semenova N., Zakharova A., Anishchenko V., Schöll E. Coherence-resonance chimeras in a network of excitable elements. *Phys. Rev. Lett.*, 2016, vol. 117, pp. 014102.
64. Semenov V., Zakharova A., Maistrenko Y., Schöll E. Delayed-feedback chimera states: Forced multiclustures and stochastic resonance. *Europhys. Lett.*, 2016, vol. 115, pp. 10005.
65. Hizanidis J., Kouvaris N. E., Zamora-López G., Díaz-Guilera A., Antonopoulos C. G. Chimera-like states in modular neural networks. *Sci. Rep.*, 2016, vol. 6, pp. 19845.
66. Majhi S., Perc M., Ghosh D. Chimera states in uncoupled neurons induced by a multilayer structure. *Sci. Rep.*, 2016, vol. 6, pp. 39033.
67. Sawicki J., Omelchenko I., Zakharova A., Schöll E. Chimera states in complex networks: interplay of fractal topology and delay. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, pp. 1883–1892.
68. Rybalova E., Semenova N., Strelkova G., Anishchenko V. Transition from complete synchronization to spatio-temporal chaos in coupled chaotic systems with nonhyperbolic and hyperbolic attractors. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2017, vol. 226, pp. 1857–1866.
69. Bogomolov S. A., Slepnev A. V., Strelkova G. I., Schöll E., Anishchenko V. S. Mechanisms of appearance of amplitude and phase chimera states in ensembles of nonlocally coupled chaotic systems. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2016, vol. 43, pp. 25–36.
70. Tian C.-H., Zhang X.-Y., Wang Z.-H., Liu Z.-H. Diversity of chimera-like patterns from a model of 2d arrays of neurons with nonlocal coupling. *Front. Phys.*, 2017, vol. 12, pp. 128904.
71. Schmidt A., Kasimatis T., Hizanidis J., Provata A., Hövel P. Chimera patterns in two-dimensional networks of coupled neurons. *Phys. Rev. E*, 2017, vol. 95, pp. 032224.
72. Shepelev I., Bukh A., Vadivasova T., Anishchenko V., Zakharova A. Double-well chimeras in 2d lattice of chaotic bistable elements. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.*, 2018, vol. 54, pp. 50–61.
73. Hildebrand M., Cui J., Mihaliuk E., Wang J., Showalter K. Synchronization of spatiotemporal patterns in locally coupled excitable media. *Phys. Rev. E*, 2003, vol. 68, pp. 026205.
74. Kuramoto Y., Shima S.-i. Rotating spirals without phase singularity in reaction-diffusion systems. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 2003, vol. 150, pp. 115–125.
75. Shima S.-i., Kuramoto Y. Rotating spiral waves with phase-randomized core in nonlocally coupled oscillators. *Phys. Rev. E*, 2004, vol. 69, pp. 036213.
76. Tang X., Yang T., Epstein I., Liu Y., Zhao Y., Gao Q. Novel type of chimera spiral waves arising from decoupling of a diffusible component. *J. Chem. Phys.*, 2014, vol. 141, pp. 024110.
77. Xie J., Knobloch E., Kao H.-C. Twisted chimera states and multicore spiral chimera states on a two-dimensional torus. *Phys. Rev. E*, 2015, vol. 92, pp. 042921.
78. Totz J. F., Rode J., Tinsley M. R., Showalter K., Engel H. Spiral wave chimera states in large populations of coupled chemical oscillators. *Nat. Phys.*, 2018, vol. 14, pp. 282–285.
79. Laing C. R. The dynamics of chimera states in heterogeneous kuramoto networks. *Physica D*, 2009, vol. 238, pp. 1569–1588.
80. Nkomo S., Tinsley M. R., Showalter K. Chimera states in populations of nonlocally coupled chemical oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 110, pp. 244102.
81. Gu C., St-Yves G., Davidsen J. Spiral wave chimeras in complex oscillatory and chaotic systems. *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 111, pp. 134101.
82. Kuramoto Y., Shima S.-i., Battogtokh D., Shiogai Y.



- Mean-field theory revives in self-oscillatory fields with non-local coupling. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 2006, vol. 161, pp. 127–143.
83. Li B.-W., Dierckx H. Spiral wave chimeras in locally coupled oscillator systems. *Phys. Rev. E*, 2016, vol. 93, pp. 020202.
84. Weiss S., Deegan R. D. Weakly and strongly coupled belousov-zhabotinsky patterns. *Phys. Rev. E*, 2017, vol. 95, pp. 022215.
85. Kundu S., Majhi S., Muruganandam P., Ghosh D. Diffusion induced spiral wave chimeras in ecological system. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, 2018, vol. 227, pp. 983–993.
86. Guo S., Dai Q., Cheng H., Li H., Xie F., Yang J. Spiral wave chimera in two-dimensional nonlocally coupled fitzhughnagumo systems. *Chaos, Solitons & Fractals*, 2018, vol. 114, pp. 394–399.
87. Nekorkin V., Vdovin L. Map-based model of the neural activity. *Prikladnaya nelineynaya dinamika* [Applied nonlinear dynamics], 2007, vol. 15, pp. 36–60.
88. Izhikevich E. M. Which model to use for cortical spiking neurons? *IEEE Trans. Neural Netw.*, 2004, vol. 15, pp. 1063–1070.
89. Pikovsky A., Politi A. *Lyapunov Exponents*. Cambridge, Cambridge University Press, 2016. 295 p.
90. Haugland S. W., Schmidt L., Krischer K. Self-organized alternating chimera states in oscillatory media. *Sci. Rep.*, 2015, vol. 5, pp. 9883.
91. Vadivasova T. E., Strelkova G. I., Bogomolov S. A., Anishchenko V. S. Correlation analysis of the coherence-incoherence transition in a ring of nonlocally coupled logistic maps. *Chaos*, 2016, vol. 26, pp. 093108.
92. Pikovsky A., Rosenblum M., Kurths J. *Synchronization: A Universal Concept in Nonlinear Sciences*. Cambridge, Cambridge University Press, 2003. 433 p.

Cite this article as:

Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. Spiral Wave Patterns in Two-Layer 2D Lattices of Nonlocally Coupled Discrete Oscillators. Synchronization of Spiral Wave Chimeras. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 166–177 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-166-177>

УДК 53.01:51-73

Спирально-волновые структуры в двухслойных двумерных решетках нелокально связанных дискретных осцилляторов. Синхронизация спирально-волновых химерных состояний

А. В. Бух, Г. И. Стрелкова, В. С. Анищенко

Бух Андрей Владимирович, инженер кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, buh.andrey@yandex.ru

Стрелкова Галина Ивановна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, strelkovagi@info.sgu.ru

Анищенко Вадим Семенович, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, wadim@info.sgu.ru

Описывается пространственно-временная динамика решетки, представляющей собой двумерную сеть нелокально связанных отображений Некоркина, моделирующих нейронную активность.

Поведение сети изучается в случаях граничных условий без потока и периодических граничных условий. Показано, что в рассматриваемой решетке для определенных значений параметров связи могут наблюдаться вращающиеся спиральные волны и спирально-волновые химерные состояния. Анализируются и сравниваются статистические и динамические характеристики локальных осцилляторов из когерентных и некогерентных кластеров спирально-волнового химерного состояния. Более того, изучаются эффекты взаимной и внешней синхронизации спирально-волновых структур в двух связанных таких решетках. Численно показано, что спирально-волновые структуры, включая спирально-волновые химерные состояния, могут быть синхронизованы, и показан механизм их синхронизации. Результаты численных исследований свидетельствуют о том, что при достаточно малом значении параметра силы связи между решетками только некоторая часть осцилляторов синхронизируется, тогда как другая часть демонстрирует частично синхронное поведение. Синхронизация осуществляется для большинства осцилляторов в случае, когда пространственно-временные структуры в решетках не включают некогерентных ядер и значение параметра силы связи превышает некоторое пороговое значение. В режимах спирально-волновых химерных состояний режим синхронизации не достигается для всех осцилляторов, даже если значение параметра силы связи достаточно велико.

Ключевые слова: спиральные волны, спирально-волновое химерное состояние, сети, нелокальная связь, дискретное отображение, синхронизация.

Образец для цитирования:

Bukh A. V., Strelkova G. I., Anishchenko V. S. Spiral Wave Patterns in Two-Layer 2D Lattices of Nonlocally Coupled Discrete Oscillators. Synchronization of Spiral Wave Chimeras [Бух А. В., Стрелкова Г. И., Анищенко В. С. Спирально-волновые структуры в двухслойных двумерных решетках нелокально связанных дискретных осцилляторов. Синхронизация спирально-волновых химерных состояний] // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 3. С. 166–177. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-166-177>



УДК 535.241.13

Метод визуализации пространственно-неоднородных акустических полей от микрообъектов на основе акустооптического взаимодействия в системе с двойным преобразованием Фурье



Е. Л. Никишин, М. В. Павлова, А. В. Сучилин

Никишин Евгений Леонардович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., nikel-55@yandex.ru

Павлова Мария Валентиновна, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., pavlovam@yandex.ru

Сучилин Алексей Владимирович, аспирант кафедры приборостроения, Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю. А., aleksey.such@yandex.ru

Представлен метод акустооптической визуализации на основе двойного преобразования Фурье. В гибридном акустооптическом процессоре двойное Фурье-преобразование реализуется в процессе преобразования акустического сигнала от объекта акустической линзой, образованной сопряженными сферическими поверхностями двух кристаллов, и последующей обработки дифрагированного в фотоупругой среде света оптической собирающей линзой. Рассмотрена возможность использования данного способа для отображения с высоким разрешением акустических полей от микрообъектов с характерными размерами десятки микрометров. Изучена зависимость разрешающей способности рассматриваемого устройства визуализации от параметров акустической и оптической систем, а также системы регистрации изображения. Представлена оптическая система ввода лазерного пучка, позволяющая одновременно улучшить разрешающую способность устройства и обеспечить наблюдение акустических полей в широком угловом спектре. Приведены формулы для теоретической оценки разрешающей способности компонентов акустооптического процессора. Показано, что для получения одинаковой разрешающей способности акустооптического процессора по ортогональным направлениям акустического объекта необходимо реализовать оптическую систему с угловым разрешением в плоскостях, соответствующих этим направлениям, равным отношению углового разрешения акустической линзы к коэффициенту анаморфирования. Проведена экспериментальная проверка работоспособности акустооптического процессора. Представлены теоретическая и экспериментальная оценка разрешающей способности устройства в целом.

Ключевые слова: визуализация, акустическое поле, акустооптическое взаимодействие, разрешающая способность.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-178-187>

Введение

Современные акустоэлектронные устройства выполняют разнообразные функции и находят применение для различных практи-

ческих приложений в дефектоскопии, материаловедении, биомедицине, электронике и др. [1–4]. При разработке ключевых элементов таких устройств (электроакустических преобразователей, фильтров, ячеек Брэгга, линий задержки, резонаторов [5–11]) особый интерес представляет исследование распределения пространственно-неоднородных акустических полей в этих объектах. Для изучения изменений пространственно-временной структуры акустического поля, вызванных распространением упругих колебаний в объекте, применяются различные методы визуализации и восстановления картины поля [12–18].

Одним из перспективных в этом отношении является акустооптический метод. Использование акустооптического метода визуализации, основанного на дифракции Брэгга, позволяет определять распределение акустического поля не только у поверхности, но и в объеме исследуемого объекта [19–21]. К сожалению, в основном полученные с помощью таких устройств изображения не являются стигматическими, что препятствует созданию систем визуализации с высоким разрешением.

Целью данной работы является рассмотрение акустооптического устройства визуализации акустических полей от микрообъектов свободного от указанного недостатка.

1. Акустооптический процессор с двойным преобразованием Фурье исследуемого сигнала

В предыдущих работах [22–24] авторами – сотрудниками научной группы профессора Ю. А. Зюрюкина – был предложен метод визуализации акустических полей с помощью гибридного акустооптического (АО) процессора с двойным Фурье-преобразованием анализируемого сигнала, позволяющий получить стигматическое изображение объекта. При использовании этого метода «оптический образ» акустического поля в объектной плоскости формируется в результате



брэгговской дифракции и двух последовательных Фурье-преобразований: отображаемого двумерного распределения акустического поля и когерентного светового поля, дифрагированного на ансамбле плоских акустических волн, соответствующих Фурье-образу акустического поля. Первое Фурье-преобразование осуществляется посредством акустической линзы, образованной сопряженными сферическими поверхностями двух кристаллов, соединенных с помощью тонкого слоя акустического клея. Второе Фурье-преобразование осуществляется оптической линзой объектива фотоприемника. Механизм формирования оптического изображения акустического объекта в такой системе визуализации рассмотрен в работе [25].

Каждой точке объектной плоскости, находящейся в передней фокальной плоскости акустической линзы, соответствует определенное направление волнового вектора плоской акустической волны, распространяющейся в фотоупругой среде за акустической линзой.

Для конкретной частоты ультразвука это направление, в конечном итоге, определяет и направление волнового вектора дифрагированной световой волны, формируемой в результате дифракции Брэгга лазерного пучка при его распространении в кристалле с фотоупругими свойствами. Таким образом, устанавливается взаимно однозначное соответствие между точками объектной плоскости и плоскости изображения в задней фокальной плоскости оптической линзы, осуществляющей Фурье-преобразование дифрагированного светового поля. Рис. 1 иллюстрирует взаимно однозначное соответствие между точками кривой А...В, представляющей собой участок сечения акустического конуса, образованного акустическими волновыми векторами, для которых выполняется условие Брэгга, объектной плоскостью I и кривой А'...В', являющейся участком сечения оптического конуса, образованного волновыми векторами дифрагированного света, плоскостью изображения.

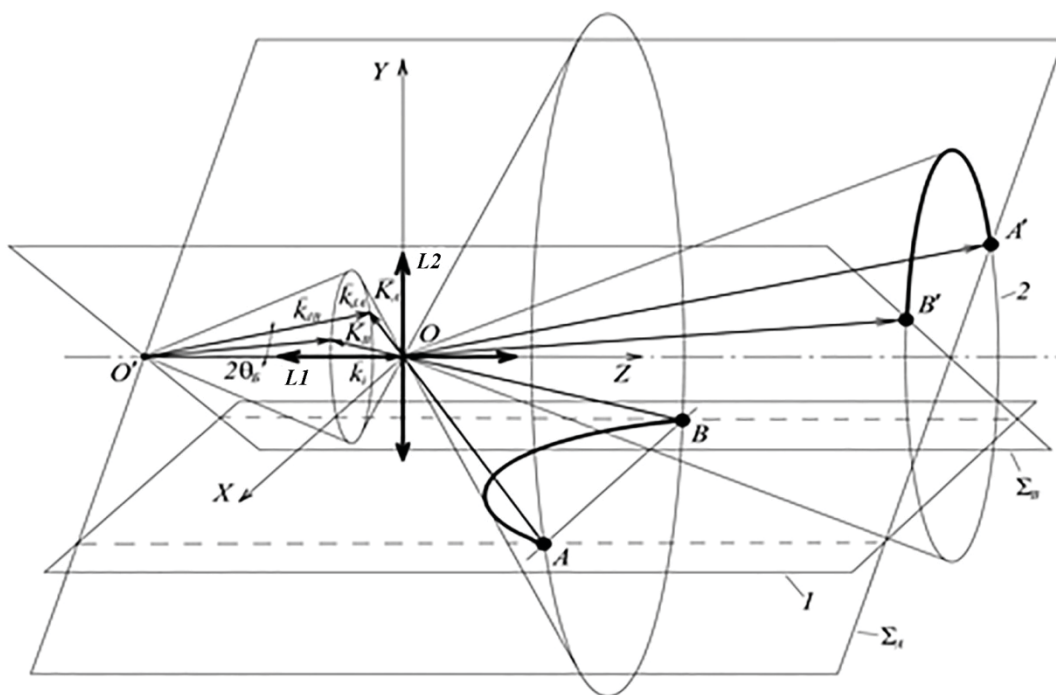


Рис. 1. Векторная схема гибридного акусто-оптического процессора, $\vec{k}_{dA}, \vec{k}_{dB}$ – волновые векторы дифрагированных световых волн для точек A и B соответственно, \vec{K}_A, \vec{K}_B – волновые векторы акустических волн от точек A и B , \vec{k}_i – волновой вектор падающей световой волны, $L1$ – акустическая линза, $L2$ – оптическая линза

Fig. 1. Vector scheme of the hybrid acousto-optic processor, $\vec{k}_{dA}, \vec{k}_{dB}$ – wave vectors of diffracted light waves for points A and B , respectively, \vec{K}_A, \vec{K}_B – wave vectors of acoustic waves from points A and B , \vec{k}_i – wave vector of incident light wave, $L1$ – acoustic lens, $L2$ – optical lens



Следует отметить, что вследствие присущего схеме преобразования анаморфирования система визуализации рассматриваемого типа не является изопланатичной. В работе [26] показано, что угловые размеры объекта вдоль кривой $A...B$ и его отображения отличаются на величину коэффициента анаморфирования μ . Величина анаморфирования зависит от параметров среды, в которой происходит акустооптическое взаимодействие, длины волны света, частоты акустической волны и определяется как

$$\mu = f\lambda/nv_2, \quad (1)$$

где f – частота акустической волны, λ – длина волны света в вакууме, n – показатель преломления световой волны в кристалле, в котором происходит акустооптическое взаимодействие, v_2 – скорость распространения акустической волны в этом кристалле.

Таким образом, угловой масштаб картины отображаемого акустического поля будет изменяться от 1 для направления вдоль оси координат Z (см. рис. 1) до величины μ для направления вдоль оси координат X .

2. Разрешающая способность АО процессора

Задача визуализации микрообъектов предъявляет повышенные требования к разрешающей способности устройства для ее осуществления. В АО устройстве визуализации носителем информации об объекте на начальном этапе являются акустические волны, а на заключительном – световые волны. Поэтому разрешающая способность АО процессора зависит и от разрешающей способности акустической линзы и от разрешения оптической системы устройства.

Поскольку разрешающая способность акустической линзы пропорциональна длине акустической волны, то для достижения высокого разрешения АО процессора целесообразно использовать акустические волны СВЧ диапазона на частотах 1 ГГц и выше, распространяющиеся в кристаллических средах с малым, в отличие от жидких сред, затуханием [27].

Теоретическая оценка разрешающей способности в настоящей работе дана в предположении слабой анизотропии кристаллов и относительно небольшого изменения углов распространения световых и акустических волн, при которых изменения скорости волн для разных углов считаются незначительными. При таком допущении угловое разрешение акустической линзы будет практически одинаковым в любом

направлении двумерного объекта визуализации и в соответствии с критерием Релея равно:

$$\psi_{min} = v_2/fH, \quad (2)$$

где H – апертура акустической линзы.

Другим компонентом АО процессора, от которого зависит разрешающая способность устройства, является его оптическая система. Анализ геометрии акустооптического взаимодействия в рассматриваемом способе визуализации показывает, что дифракция Брэгга на упругих волнах в угловом спектре некоторой ширины в плоскости XZ (см. рис. 1), перпендикулярной главной плоскости акустооптического взаимодействия, возможна благодаря дифракционной расходимости падающего пучка света без подстройки луча лазера [25]. Под главной плоскостью акустооптического взаимодействия будем понимать плоскость YZ , образованную направлением излучения лазера и главной осью сферической акустической линзы. В то время как для осуществления дифракции на упругих волнах в таком же угловом спектре в главной плоскости акустооптического взаимодействия дифракционной расходимости недостаточно и необходимо либо использовать клиновидный оптический пучок, либо обеспечить сканирование по углу падающего лазерного пучка.

Расширение углового спектра взаимодействия посредством изменения угла падения лазерного луча ухудшает быстродействие системы визуализации, а также предполагает наличие дополнительных систем управления лучом и обработки изображений. Использование расходящегося или сходящегося оптического пучка позволяет избежать отмеченных проблем, однако полученные изображения характеризуются чуть меньшей светосилой.

Система формирования падающего светового пучка, состоящая из цилиндрических линз, позволяет создать широкий лазерный пучок и добиться максимально возможной разрешающей способности АО процессора с кристаллами определенного размера [28]. Оптическая система, обеспечивающая рассмотренную геометрию акустооптического взаимодействия, представлена на рис. 2. Она содержит две цилиндрические линзы, оси которых лежат в главной плоскости акустооптического взаимодействия, и одну цилиндрическую линзу, ось которой перпендикулярна данной плоскости. Две первые линзы формируют в плоскости, перпендикулярной главной плоскости акустооптического взаимодействия, коллимированный пучок света шириной, равной размеру оптической грани ячейки Брэгга.

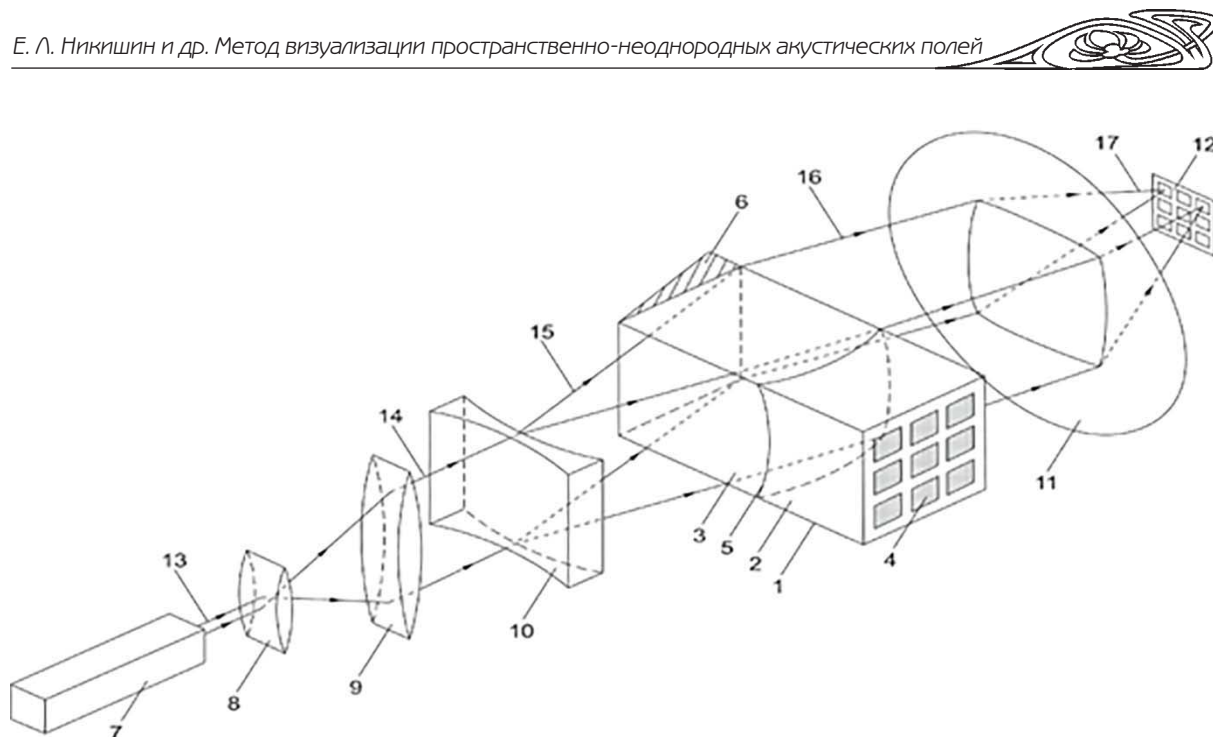


Рис. 2. Оптическая схема устройства визуализации: 1 – акустооптическая ячейка Брэгга, 2 – кристалл, на поверхности которого находится акустический объект 4, 3 – кристалл, в котором осуществляется акустооптическое взаимодействие, 5 – сопряженные сферические поверхности кристаллов, 6 – акустическая поглощающая нагрузка, 7 – источник когерентного оптического излучения, 8, 9 – цилиндрические линзы коллиматора, 10 – цилиндрическая линза с осью, перпендикулярной главной плоскости акустооптического взаимодействия, 11 – оптическая система обработки дифрагированного светового пучка, 12 – устройство регистрации изображения объекта, 13–17 – лучи лазера

Fig. 2. Optical scheme of the visualization device: 1 – acousto-optic Bragg cell, 2 – crystal with the acoustic object 4 on its surface, 3 – crystal in which acousto-optical interaction is carried out, 5 – conjugate spherical surfaces of crystals, 6 – acoustic absorbing load, 7 – source of coherent optical radiation, 8, 9 – cylindrical collimator lenses, 10 – cylindrical lens with an axis perpendicular to the main plane of acousto-optic interaction, 11 – of diffracted light beam processing, 12 – object image registration device, 13–17 – laser beams

Для достижения максимально возможной апертуры АО устройства, кроме широкого светового пучка, необходимо сформировать равный ему по ширине акустический пучок. Эта задача решается с помощью акустической линзы. Фокусное расстояние данной линзы определяется выражением

$$F_1 = |v_2 R / (v_1 - v_2)|, \quad (3)$$

где R – радиус кривизны сферических сопряженных торцевых поверхностей кристаллов, v_1 – скорость распространения упругой волны в первом кристалле, на поверхности которого расположен акустический объект.

Третья линза оптической системы создает в главной плоскости акустооптического взаимодействия клиновидный световой пучок. Её параметры выбираются из тех соображений, что максимальная разрешающая способность в главной плоскости акустооптического взаимодействия будет достигнута при выполнении двух условий [28]. Во-первых, фокусное расстояние этой линзы определяется выражением

$$F_3 = d/2 \cdot \operatorname{tg}[n \cdot \operatorname{arctg}(l/2[(v_1 - v_2)/v_2 R])], \quad (4)$$

И, во-вторых,

$$L = F_3(s \pm d)/d - l, \quad (5)$$

где L – расстояние от линзы до передней оптической грани ячейки Брэгга, F_3 – фокусное расстояние линзы, s – размер кристалла в направлении распространения упругой волны, d – поперечный размер луча лазера, l – размер кристалла ячейки Брэгга в направлении излучения лазера. Знак «+» в этом выражении используется при вычислении расстояния L для собирающей цилиндрической линзы, а знак «-» – если линза рассеивающая.

Реализация максимальной разрешающей способности АО процессора предполагает, что в главной плоскости акустооптического взаимодействия угловое разрешение оптической системы в фотоупругой среде должно быть не хуже углового разрешения акустической линзы. А в плоскости, перпендикулярной главной плоскости акустооптического взаимодействия, эта величина из-за эффекта анаморфирования должна быть в μ раз выше. Угловое разрешение оптической



системы в фотоупругой среде в соответствии с критерием Релея определяется выражением

$$\varphi_{min} = \lambda/nD, \quad (6)$$

где D – апертура АО процессора.

При этом минимальное расстояние между двумя различимыми точками в фокальной плоскости линзы системы обработки дифрагированного пучка определяется как

$$\Delta x = \lambda F_2/D, \quad (7)$$

где F_2 – фокусное расстояние собирающей линзы системы обработки изображения.

С помощью выражений (2), (6) и (7) были рассчитаны численные значения разрешения для конкретных параметров АО процессора, исследованного экспериментально. Если ширина коллимированного лазерного пучка равна 0.6 мм, то теоретическое значение разрешения оптической системы обработки с фокусным расстоянием 75 мм, которая использовалась в эксперименте, равно 79 мкм. С увеличением размера до 6 мм разрешение возрастает до 8 мкм. При такой апертуре угловое разрешение оптической системы в фотоупругой среде оказывается почти в μ раз выше углового разрешения акустической линзы апертурой 8 мм для волн на частоте 1.1 ГГц. В результате оптическая система практически не ограничивает разрешающую способность акустической линзы в плоскости, перпендикулярной главной плоскости акустооптического взаимодействия.

В общем случае при оценке влияния оптического компонента АО процессора на его разрешающую способность необходимо помнить о затухании упругих волн в процессе их распространения по фотоупругой среде, из-за которого разрешающая способность ухудшается. Тем не менее, выбор в качестве среды акустооптического взаимодействия кристаллов определенной ориентации с низким коэффициентом затухания упругих волн в СВЧ диапазоне при достаточно высоком коэффициенте акустооптического качества позволяет не учитывать это обстоятельство.

Третьим компонентом АО процессора, влияющим на разрешающую способность, является устройство регистрации изображения. В рассматриваемом процессоре используется ПЗС камера. Поэтому необходимо учесть также и влияние разрешения ПЗС матрицы.

Для определения приближенного значения разрешающей способности ПЗС камеры использовалась формула

$$\Delta x = km/NF_2, \quad (8)$$

где k – длина ПЗС матрицы m – расстояние между объективом и кристаллом, в котором происходит

акустооптическое взаимодействие, N – количество пикселей матрицы в направлении определения разрешающей способности, деленное на 2. Подстановка числовых значений указанных величин в выражение (8) дает разрешение ПЗС камеры 15 мкм.

Таким образом, сделанные теоретические оценки разрешающей способности компонентов АО процессора позволяют предположить возможность визуализации акустических объектов с характерными размерами до 15 мкм.

3. Экспериментальное исследование АО процессора

Экспериментальная проверка работоспособности АО процессора для визуализации микрообъектов и практическая оценка его разрешающей способности проводилась на макете, состоящем из кристаллов сапфира и ниобата лития. Разрешающая способность оценивалась в направлении, перпендикулярном главной плоскости акустооптического взаимодействия. Дифракция световых волн происходила в кристалле ниобата лития X -среза, с оптической гранью, нормаль к которой повернута на 45° от оси Y к оси Z . В качестве источника когерентного света использовался He-Ne лазер с длиной волны 632.8 нм.

Объектом визуализации, излучающим продольные упругие волны, была система пьезоэлектрических элементов на основе оксида цинка с электродами в форме квадратов со стороной 70 мкм, расположенных в два ряда с периодом следования 200 мкм (рис. 3) на поверхности кристалла сапфира размерами 8×12 мм². Для формирования акустического поля от объекта визуализации на пьезопреобразователь подавался электромагнитный сигнал с частотой 1.1 ГГц и мощностью 0.5 Вт от генератора сигналов SG-8.

Полученная с помощью варифокального Фурье-преобразующего объектива (тип NATIONAL CCTV ZOOM LENS 12.5 – 75 mm (National, Japan)) цифровой системы ввода изображения VS-СТТ-075 (“НПК Видеоскан”, Россия) картина двух соседних излучающих элементов преобразователя представлена на рис. 4. Изображение фиксировалось на удалении 1 м от кристалла, в котором происходит акустооптическое взаимодействие.

При анализе полученной картины с помощью программы «ImageJ» были построены графики распределения яркости изображения излучающих элементов преобразователя в направлении, перпендикулярном главной плоскости акустооптического взаимодействия (рис. 5).

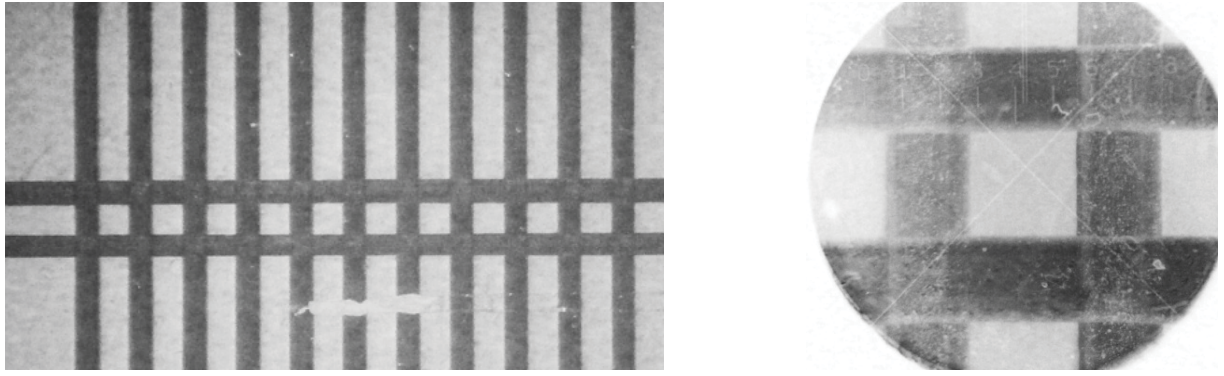


Рис. 3. Фотография системы излучателей многоэлементного преобразователя и ее увеличенный фрагмент
Fig. 3. Photograph of the system of emitters of a multi-element transducer and its enlarged fragment

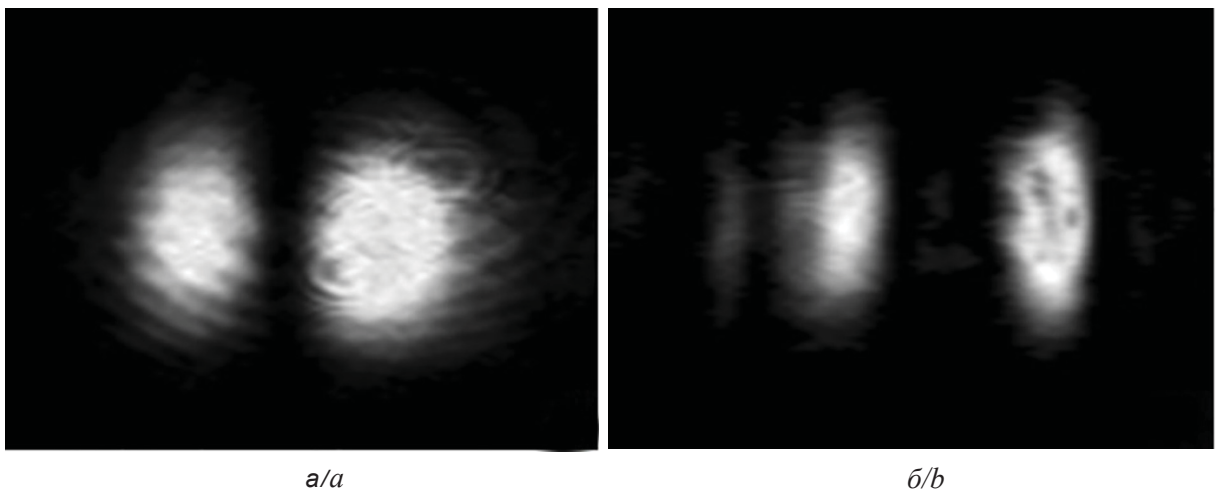


Рис. 4. Изображение излучающих элементов преобразователя при апертуре 0.6 мм (а) и 6 мм (б)
Fig. 4. Image of the radiating elements of the transducer with an aperture of 0.6 mm (a) and 6 mm (b)

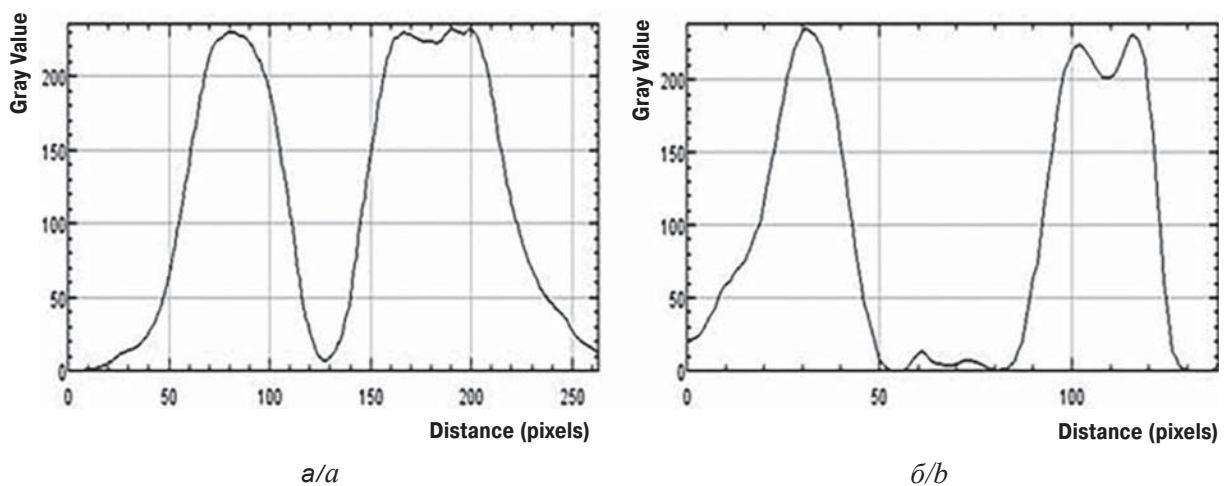


Рис. 5. Графики распределения интенсивности света в изображении излучающих элементов преобразователя при апертуре 0.6 мм (а) и 6 мм (б) в направлении, перпендикулярном главной плоскости акустооптического взаимодействия
Fig. 5. Graphs of the intensity distribution of light in the image of the radiating elements of the transducer with an aperture of 0.6 mm (a) and 6 mm (b) in the direction perpendicular to the main plane of acousto-optical interaction



Оценка разрешающей способности устройства проводилась на основе полученных графиков путем сравнения отношения ширины излучающего элемента пьезоэлектрического преобразователя к периоду следования излучателей при различной ширине светового пучка.

Ширина излучателя на изображениях определялась по уровню падения интенсивности на 3дБ. Для апертуры 0.6 мм отношение ширины излучающего элемента преобразователя к периоду следования излучателей было равно 0.71, а для апертуры 6 мм оно составило 0.33 и оказалось близким к истинному значению 0.35, вычисленному исходя из геометрических параметров объекта визуализации.

Заключение

Полученные в работе результаты доказывают перспективность использования метода визуализации на основе акустооптического взаимодействия в системе с двойным преобразованием Фурье для наблюдения микрообъектов с высоким разрешением. При этом наиболее важными факторами, влияющими на разрешающую способность АО процессора, являются применение акустических волн СВЧ диапазона и широкая апертура устройства, обеспечиваемая оригинальной системой формирования падающего светового луча и акустической линзой с определенным фокусным расстоянием.

Благодарности

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-07-00687).

Список литературы

1. Солдатов А. И., Селезнев А. И. Визуализация акустического поля в круглом волноводе // Изв. ЮФУ. Техн. науки. 2009. № 10. С. 173–178.
2. Благов А. Е., Даринский А. Н., Ковальчук М. В., Писаревский Ю. В., Просеков П. А., Таргонский А. В. Рентгеноакустические резонаторы для управления пространственными характеристиками рентгеновского излучения // Акустический журн. 2013. Т. 53, № 5. С. 561–568. DOI: 10.7868/S0320791913050031
3. Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д. Визуализация и акустическая регистрация тонкой структуры стратифицированного течения за вертикальной пластиной // Механика жидкости и газа. 2013. № 6. С. 15–28.
4. Зимняков Д. А., Никишин Е. Л., Павлова М. В., Суцилин А. В. Акустооптический метод отображения распределения стоячих электромагнитных волн в

- многоэлементных пьезопреобразователях акустоэлектронных устройств // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 6. С. 57–61.
5. Profunser D. M., Muramoto E., Matsuda O., Wright O. B., Lang U. Dynamic visualization of surface acoustic waves on a two-dimensional phononic crystal // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80. P. 014301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.014301>
6. Алексеев С. Г., Гуляев Ю. В., Котелянский И. М., Мансфельд Г. Д. Некоторые тенденции развития акустоэлектроники сверхвысоких частот // УФН. 2005. Т. 175, № 8. С. 895–900.
7. Corso C. D., Dickherber A., Hunt W. D. Lateral field excitation of thickness shear mode waves in a thin film ZnO solidly mounted resonator // J. Appl. Phys. 2007. Vol. 101. P. 054514. DOI: 10.1063/1.2562040
8. Yoshino Y. Piezoelectric thin films and their applications for electronics // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105, iss. 6. P. 061623. DOI: 10.1063/1.3072691
9. Qin L., Chen Q., Cheng H., Chen Q., Li J.-F., Wang Q.-M. Viscosity sensor using ZnO and AlN thin film bulk acoustic resonators with tilted polar c-axis orientations // J. Appl. Phys. 2011. Vol. 110, iss. 9. P. 094511. DOI: 10.1063/1.3657781
10. Prasad M., Sahula V., Vinod Kumar K. V. ZnO etching and microtunnel fabrication for high-reliability MEMS acoustic sensor // IEEE Trans. on Device Mater. Reliability. 2014. Vol. 14, iss. 1. P. 545–554. DOI: 10.1109/TDMR.2013.2271245
11. Hickernell F. S. Zinc-Oxide Thin-Film Surface-Wave Transducers // Proceedings of the IEEE. 1976. Vol. 64, iss. 5. P. 631–635. DOI: 10.1109/PROC.1976.10187
12. Nalamwar A. L., Wagers R. S., Epstein M. Efficient bulk-wave excitation by interdigital transducers in layered media // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48, iss. 6. P. 2175–2178. DOI: 10.1063/1.324017
13. Jing B., Chigan P., Ge Z., Wu L., Wang S., Wan M. Visualizing the movement of the contact between vocal folds during vibration by using array-based transmission ultrasonic glottography // Journal of the Acoustical Society of America. 2017. Vol. 141, iss. 5. P. 3312–3322. DOI: 10.1121/1.4983472
14. Pudovikov S., Bulavinov A., Pinchuk R. Innovative Ultrasonic Testing (UT) of Nuclear Components by Sampling Phased Array with 3D Visualization of Inspection Results // DGZfP Proceedings 8th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurised Components 2010 (Berlin, Germany, 29.09.2010–1.10.2010). Berlin, 2011. Paper Th.2.C.6, 10 p.
15. Ohno M., Takagi K. Schlieren visualization of acoustic phase conjugate waves generated by nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃ // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60, iss. 1. P. 29–31. DOI: 10.1063/1.107356
16. Hargather M. J., Settles G. S., Madalis M. J. Schlieren imaging of loud sounds and weak shock waves in air near the limit of visibility // Shock Waves. 2010. Vol. 20, iss. 1. P. 9–17. DOI: 10.1007/s00193-009-0226-6



17. Goh C. L., Rahim R. A., Rahiman H. F., Zhen Cong T., Wahad Y. A. Simulation and experimental study of the sensor emitting frequency for ultrasonic tomography system in a conducting pipe // *Flow Measurement and Instrumentation*. 2017. Vol. 54. P. 158–171. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2017.01.003
18. Суханов Д. Я., Ерзакова Н. Н. Восстановление изображений звукоизлучающих объектов по многопозиционным широкополосным дистанционным измерениям звукового поля // *Изв. вузов. Физика*. 2013. Т. 56, № 8/2. С. 57–61.
19. Korpel A. Visualization of the cross-section of a sound beam by Bragg diffraction of light // *Appl. Phys. Lett.* 1966. Vol. 9. P. 425–427.
20. Ахмед М., Уэйд Г. Брэгговская акустоскопия // *Тр. Ин-та инженеров по электротехнике и радиоэлектронике*. 1979. Т. 67, вып. 4. С. 170–190.
21. Korpel A. *Acousto-optics*. N.Y. : Marcel Dekker Inc., 1997. 396 p.
22. Зюрюкин Ю. А., Колотырин А. А., Князев А. А. Принципы брэгговской акустооптической визуализации с двойным Фурье-преобразованием // *Проблемы оптической физики : материалы междунар. Молодежной науч. школы по оптике, лазерной физике и биофизике*. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 2000. С. 163–164.
23. Колотырин А. А., Зимняков Д. А., Никишин Е. Л., Здражевский Р. А., Заварин С. В. Гибридный акустооптический Фурье-процессор для визуализации пространственно-неоднородных акустических полей // *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37, вып. 21. С. 9–16.
24. Пат. 2470268 Рос. Федерация, МПК G01H 9/00. Устройство для визуализации пространственно-неоднородных акустических полей от микрообъектов / Зимняков Д. А., Колотырин А. А., Никишин Е. Л. Заявл. 01.07.2011 ; опубл. 20.12.2012, Бюл. № 35.
25. Колотырин А. А., Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В. Анализ визуального отображения акустического объекта в гибридном акустооптическом процессоре // *Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2014 : материалы междунар. науч.-техн. конф.* Саратов : Изд-во СГТУ, 2014. Т. 1. С. 290–294. DOI: 10.1109/APEDE.2014.6958763
26. Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В. Теоретическая и экспериментальная оценка коэффициента анаморфирования в гибридном акустооптическом устройстве визуализации акустических полей // *Актуальные проблемы электронного приборостроения АПЭП-2016 : материалы междунар. науч.-техн. конф.* Саратов : Изд-во СГТУ, 2016. Т. 1. С. 427–431. DOI: 10.1109/APEDE.2016.7878923
27. Балакишиев В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. *Физические основы акустооптики*. М. : Радио и связь, 1985. 280 с.
28. Пат. 2658585 Рос. Федерация, МПК G01H 9/00. Устройство для визуализации акустических полей от микрообъектов / Зимняков Д. А., Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В. Заявл. 02.05.2017 ; опубл. 21.06.2018, Бюл. № 18.

Образец для цитирования:

Никишин Е. Л., Павлова М. В., Сучилин А. В. Метод визуализации пространственно-неоднородных акустических полей от микрообъектов на основе акустооптического взаимодействия в системе с двойным преобразованием Фурье // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 3. С. 178–187. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-178-187>

The Method of Visualization of Spatially Inhomogeneous Acoustic Fields from Micro-Objects on the Basis of Acousto-Optic Interaction in the System with Double Fourier Transform

E. L. Nikishin, M. V. Pavlova, A. V. Suchilin

Evgeny L. Nikishin, <https://orcid.org/0000-0002-0067-8271>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, nikel-55@yandex.ru

Maria V. Pavlova, <https://orcid.org/0000-0002-5565-1447>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, pavlovam@yandex.ru

Aleksey V. Suchilin, <https://orcid.org/0000-0001-6748-065X>, Yuri Gagarin State Technical University of Saratov, 77 Politechnicheskaya St., Saratov 410054, Russia, aleksey.such@yandex.ru

Background and Objectives: The method of acousto-optic visualization based on a double Fourier transform is presented. In a

hybrid acousto-optic processor, the double Fourier transform is realized in the process of converting an acoustic signal from an object by an acoustic lens formed by the conjugate spherical surfaces of two crystals, and the subsequent processing of light diffracted in a photoelastic medium by an optical collecting lens. The possibility of using of this method for displaying high-resolution acoustic fields from micro-objects with characteristic dimensions of tens of micrometers is considered. The dependence of the resolution of the visualization device on the parameters of the acoustic and optical systems, as well as the image registration system, is studied. **Materials and Methods:** An optical system for introducing a laser beam is presented, which simultaneously improves the resolution of the device and ensures the observation of acoustic fields in a wide angular spectrum. Formulas for theoretical estimation of the resolution of components of a acousto-optic processor are presented. It is shown that to obtain the same resolution of the acousto-optic processor in orthogonal directions of an acoustic object, it is necessary to implement an optical system with an angular resolution in the planes corresponding to these directions, equal to the ratio of the angular resolution of the acoustic lens to the anamorphization coefficient. **Results:** The experimental verification of the acousto-optic processor



functionality is carried out. Theoretical and experimental estimations of the resolution of the device as a whole are given. **Conclusion:** The advantage of using the visualization method based on acousto-optic interaction in a double Fourier transform system for observing micro-objects with high resolution is proved.

Keywords: visualization, acoustic field, acousto-optic interaction, resolution.

Acknowledgements: This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-07-00687).

References

1. Soldatov A. I., Seleznev A. I. Acoustic Field Visualization in cylindrical waveguide. *Izvestiia IuFU. Tekhnicheskie nauki* [Journal of SFU. Technical science], 2009, no. 10, pp. 173–178 (in Russian).
2. Blagov A. E., Darinskii A. N., Targonskii A. V., Pisarevskii Yu. V., Prosekov P. A., Kovalchuk M. V. X-ray acoustic resonators for controlling the spatial characteristics of X-radiation. *Acoustical Physics*, 2013, vol. 59, no. 5, pp. 506–512. DOI: 10.1134/S1063771013050035
3. Prokhorov V. E., Chashechkin Y. D. Visualization and acoustic sounding of the fine structure of a stratified flow behind a vertical plate. *Fluid Dynamics*, 2013, vol. 48, no. 6, pp. 722–733.
4. Zimnyakov D. A., Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V. Acousto-optical imaging of standing electromagnetic waves in multielement piezoelectric transducers of acoustoelectric devices. *Instruments and Experimental Techniques*, 2014, vol. 57, no. 6, pp. 702–705. DOI: 10.1134/S0020441214060128
5. Profunser D. M., Muramoto E., Matsuda O., Wright O. B., Lang U. Dynamic visualization of surface acoustic waves on a two-dimensional phononic crystal. *Phys. Rev. B*, 2009, vol. 80, p. 014301. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.014301>
6. Alekseev S. G., Gulyaev Yu. V., Kotelyanskii I. M., Mansfel'd G. D. Some trends in microwave acoustoelectronics development. *Physics-Uspekhi*, 2005, vol. 48, no. 8, pp. 855–859. DOI: 10.1070/PU2005v048n08A-BEH002841
7. Corso C. D., Dickherber A., Hunt W. D. Lateral field excitation of thickness shear mode waves in a thin film ZnO solidly mounted resonator. *J. Appl. Phys.*, 2007, vol. 101, pp. 054514. DOI: 10.1063/1.2562040
8. Yoshino Y. Piezoelectric thin films and their applications for electronics. *J. Appl. Phys.*, 2009, vol. 105, iss. 6, pp. 061623. DOI: 10.1063/1.3072691
9. Qin L., Chen Q., Cheng H., Chen Q., Li J.-F., Wang Q.-M. Viscosity sensor using ZnO and AlN thin film bulk acoustic resonators with tilted polar c-axis orientations. *J. Appl. Phys.*, 2011, vol. 110, iss. 9, pp. 094511. DOI: 10.1063/1.3657781
10. Prasad M., Sahula V., Vinod Kumar K. V. ZnO etching and microtunnel fabrication for high-reliability MEMS acoustic sensor. *IEEE Trans. on Device Mater. Reliability*, 2014, vol. 14, iss. 1, pp. 545–554. DOI: 10.1109/TDMR.2013.2271245
11. Hickernell F. S. Zinc-Oxide Thin-Film Surface-Wave Transducers. *Proceedings of the IEEE*, 1976, vol. 64, iss. 5, pp. 631–635. DOI: 10.1109/PROC.1976.10187
12. Nalamwar A. L., Wagers R. S., Epstein M. Efficient bulk-wave excitation by interdigital transducers in layered media. *J. Appl. Phys.*, 1977, vol. 48, iss. 6, pp. 2175–2178. DOI: 10.1063/1.324017
13. Jing B., Chigan P., Ge Z., Wu L., Wang S., Wan M. Visualizing the movement of the contact between vocal folds during vibration by using array-based transmission ultrasonic glottography. *Journal of the Acoustical Society of America*, 2017, vol. 141, iss. 5, pp. 3312–3322. DOI: 10.1121/1.4983472
14. Pudovikov S., Bulavinov A., Pinchuk R. Innovative Ultrasonic Testing (UT) of Nuclear Components by Sampling Phased Array with 3D Visualization of Inspection Results. DGZFP Proceedings 8th International Conference on NDE in Relation to Structural Integrity for Nuclear and Pressurised Components 2010 (Berlin, Germany, 29 September 2010 – 1 October 2010). Berlin, 2011. Paper Th.2.C.6, 10 p.
15. Ohno M., Takagi K. Schlieren visualization of acoustic phase conjugate waves generated by nonlinear electroacoustic interaction in LiNbO₃. *Appl. Phys. Lett.*, 1992, vol. 60, iss. 1, pp. 29–31. DOI: 10.1063/1.107356
16. Hargather M. J., Settles G. S., Madalis M. J. Schlieren imaging of loud sounds and weak shock waves in air near the limit of visibility. *Shock Waves*, 2010, vol. 20, iss. 1, February, pp. 9–17. DOI: 10.1007/s00193-009-0226-6
17. Goh C. L., Rahim R. A., Rahiman H. F., Zhen Cong T., Wahad Y. A. Simulation and experimental study of the sensor emitting frequency for ultrasonic tomography system in a conducting pipe. *Flow Measurement and Instrumentation*, 2017, vol. 54, pp. 158–171. DOI: 10.1016/j.flowmeasinst.2017.01.003
18. Sukhanov D. Y., Yerkakova N. N. Reconstruction of sound sources using multiposition wideband remote measurements of the sound field. *Izvestiia vysshikh uchebnykh zavedenii. Fizika* [News from Universities. Physics], 2013, vol. 56, no. 8/2, pp. 57–61 (in Russian).
19. Korpel A. Visualization of the cross-section of a sound beam by Bragg diffraction of light. *Appl. Phys. Lett.*, 1966, vol. 9, pp. 425–427.
20. Ahmed M., Wade G. Breggovskaia akustoskopiiia [Bragg Acoustoscopy]. *Trudy instituta inzhenerov po elektrotekhnike i radioelektronike* [Proc. of the IEEE], 1979, vol. 67, iss. 4, pp. 170–190 (in Russian).
21. Korpel A. *Acousto-optics*. New York, Marcel Dekker Inc., 1997. 396 p.
22. Zyuryukin Yu. A., Kolotyryn A. A., Knyazev A. A. Principles of Bragg Acousto-Optic Visualization with Double Fourier Transform. In: *Problemy opticheskoi fiziki: materialy mezhdunar. Molodezhnoi nauch. shkoly po optike, lazernoj fizike i biofizike* [Problems of optical



- physics: materials of the Intern. youth scientific schools on optics, laser physics and biophysics]. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 2000, pp. 163–164 (in Russian).
23. Kolotyryn A. A., Zimnyakov D. A., Nikishin E. L., Zdravzhetskii R. A., Zavarin S. V. Hybrid Acousto-Optic Fourier Processor for Imaging Spatially Inhomogeneous Acoustic Fields. *Technical Physics Letters*, 2011, vol. 37, iss. 11, pp. 992–995. DOI: 10.1134/S106378501111006X
24. Zimnyakov D. A., Kolotyryn A. A., Nikishin E. L. *Ustroistvo dlia vizualizatsii prostranstvenno-neodnorodnykh akusticheskikh polei ot mikroob"ektov* [Device for visualization of space-inhomogeneous acoustic fields from micro-objects]. Patent RF, no. 2470268, 2012 (in Russian).
25. Kolotyryn A. A., Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V. The analysis obtaining of optical image acoustic object by hybrid acousto-optic fourier processor. *International conference on actual problems of electron devices engineering APEDE-2014*. Saratov, Izd-vo SGTU, vol. 1, pp. 290–294 (in Russian). DOI: 10.1109/APEDE.2014.6958763
26. Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V. Theoretical and experimental evaluation anamorphic factor in the hybrid acousto-optical imaging device acoustic fields. *International conference on actual problems of electron devices engineering, APEDE, 2017*, vol. 1, pp. 7878923. DOI: 10.1109/APEDE.2016.7878923
27. Balakshii V. I., Parygin V. N., Chirkov L. E. *Fizicheskiye osnovy akustooptiki* [Physical Basics of Acousto-Optics]. Moscow, Radio i Sviaz', 1985. 280 p. (in Russian).
28. Zimnyakov D. A., Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V. *Ustroistvo dlia vizualizatsii akusticheskikh polei ot mikroob"ektov* [Device for visualization of acoustic fields from micro-objects]. Patent RF, no. 2658585, 2018 (in Russian).

Cite this article as:

Nikishin E. L., Pavlova M. V., Suchilin A. V. The Method of Visualization of Spatially Inhomogeneous Acoustic Fields from Micro-Objects on the Basis of Acousto-Optic Interaction in the System with Double Fourier Transform. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 178–187 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-178-187>



ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ. ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 535.361:53.06:617.73:76.03.29

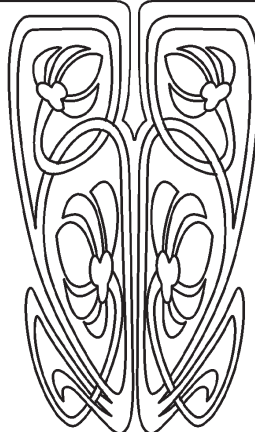
Особенности структуры статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев, проявляющих круговой дихроизм

Д. Д. Яковлев

Яковлев Дмитрий Дмитриевич, аспирант кафедры оптики и биофотоники, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, ddya-optics@mail.ru



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ



Известно, что слои двулучепреломляющих материалов, имеющие хиральную надмолекулярную структуру, проявляют круговой дихроизм, если материал слоя обладает дихроизмом или выполняются условия брэгговского отражения для одной из циркулярно поляризованных компонент. В настоящей работе с помощью метода двухточечных обобщенных матриц Мюллера и приближения фазового экрана показывается, что круговой дихроизм может наблюдаться на мозаичных двулучепреломляющих слоях даже при отсутствии поляризационно-зависимых потерь при прохождении света через слой. В этом случае круговой дихроизм имеет дифракционную природу и ярко проявляется в свойствах нерассеянной слоя компоненты прошедшего света. Установлены структурные свойства слоя, при наличии которых слой может проявлять круговой дихроизм такого рода. Выявлены условия, при которых нерассеянная компонента прошедшего света может быть полностью циркулярно поляризованной как в случае неполяризованного, так и в случае линейно поляризованного падающего света. Представлены экспериментальные примеры наблюдения кругового дихроизма при рассеянии света на слоях холестерических жидких кристаллов вне полос дихроичного поглощения жидкокристаллического материала и брэгговского отражения.

Ключевые слова: неоднородные двулучепреломляющие слои, круговой дихроизм, обобщенные матрицы Мюллера, приближение фазового экрана, холестерические жидкие кристаллы, случайные планарные граничные условия.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-188-200>

Введение

Благодаря своей информативности и появлению новых удобных средств измерения спектрально-поляризационные методы исследования находят все большее применение [1–15]. В настоящее время они широко используются для исследования и характеристики кристаллических материалов [1–4], полимеров [5–9], жидкокристаллических систем [5, 6, 10, 11], биологических тканей [4, 10, 12–15] и т. д. В современных методах информацию о структуре и свойствах исследуемого образца извлекают из спектральных зависимостей либо всех элементов матрицы Мюллера (пропускания, отражения, рассеяния) образца [1–4, 9, 11], либо отдельных ее элементов или комбинаций элементов, несущих информацию о конкретных оптических свойствах образца, напри-



мер круговом дихроизме [3, 5–8, 10]. Наблюдаемый круговой дихроизм обычно расценивают как свидетельство молекулярного дихроизма структурных составляющих среды [4–6, 10]. Другим известным источником кругового дихроизма является брэгговское отражение одной из циркулярно поляризованных компонент падающего света в случае, когда имеется винтовая упорядоченность ориентации главных осей тензора диэлектрической проницаемости и шаг спирали сравним с длиной волны падающего света [4, 7–9]; этот тип кругового дихроизма характерен, в частности, для холестерических жидких кристаллов. В данном случае дихроизм обусловлен особенностями надмолекулярной структуры образца, т. е. здесь уместно говорить не о молекулярном, а о надмолекулярном круговом дихроизме. Здесь мы рассматриваем иной, к настоящему времени практически не изученный, тип надмолекулярного кругового дихроизма, который может наблюдаться вне полос брэгговского отражения для статистически вращательно-инвариантных случайно-неоднородных слоев двулучепреломляющих материалов.

Относительно недавно было экспериментально обнаружено, что случайно-неоднородные слои двулучепреломляющих материалов даже при отсутствии поляризационно-зависимых поглощения и объемного отражения могут проявлять круговой дихроизм [16]. Опыты проводились на тонких мелкодоменных слоях низкомолекулярных холестерических жидких кристаллов (ЖК), сформировавшихся в ячейках с ненатертыми полимерными ориентирующими слоями, способствующими планарной ориентации молекул ЖК у их поверхности, после их заполнения жидкокристаллическим материалом (ЖК-материал) в изотропном состоянии – такие слои мы будем условно называть LCPRPA (long-pitch-cholesteric random-planar-alignment) слоями. ЖК-материал был непоглощающим в видимом диапазоне, а естественный шаг спирали ЖК-материала существенно превышал длину волны падающего света. Круговой дихроизм был обнаружен при исследовании характеристик нерассеянной компоненты прошедшего света. Когда LCPRPA слой, находящийся под действием внешнего электрического поля, освещался линейно поляризованным пучком, нерассеянная компонента прошедшего света в общем случае имела эллиптическую поляризацию. Для одной из экспериментальных ячеек – ячейки отличались толщиной жидкокристаллического слоя (ЖК-

слоя) – в определенном диапазоне длин волн и приложенных напряжений нерассеянная компонента была почти циркулярно поляризованной (см. также раздел 1.3). При освещении этой ячейки неполяризованным пучком, нерассеянная компонента была частично циркулярно поляризованной. Степень поляризации этой компоненты можно было изменять, изменяя величину напряжения, приложенного к ЖК-слою (см. также раздел 1.4).

Простейшей оптической моделью LCPRPA слоя является эквидоменный слой – мозаичный слой, состоящий из хиральных доменов с одинаковой внутренней структурой, но разной азимутальной ориентацией деталей этой структуры [16–18] (рис. 1). Согласно анализу, проведенному в работе [17], эквидоменные слои при отсутствии локальных поляризационно-зависимых потерь не могут проявлять круговой дихроизм (см. также раздел 2.2). Следовательно, для объяснения проявления кругового дихроизма LCPRPA слоями требуется рассмотрение более общей модели слоя, допускающей неидентичность структуры составляющих слой доменов [16].

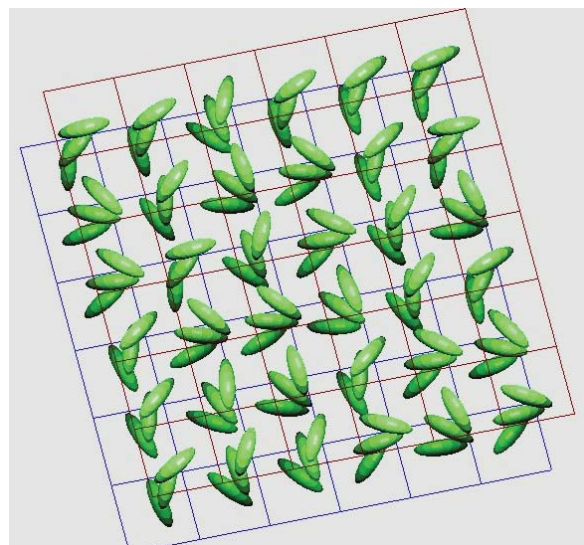


Рис. 1. Эквидоменная модель LCPRPA слоя
Fig. 1. The equidomain model of an LCPRPA layer

Основная цель настоящей работы – найти, наличие каких статистических структурных свойств мозаичных двулучепреломляющих слоев необходимо для проявления ими кругового дихроизма. В разделе 1 в качестве иллюстрации приводятся экспериментальные данные по электроиндуцированному круговому дихроизму для LCPRPA слоев, часть из которых была ранее представлена нами в работе [16]. Раздел 2 посвящен теоретическому



рассмотрению. Используемый теоретический подход основан на методе двухточечных обобщенных матриц Мюллера [19] и использует приближение фазового экрана [20–25] (см. раздел 2.1). В разделе 2.2 рассматриваются эквидоменные слои, а в разделах 2.3–2.6 – квазиэквидоменные. Раздел 2.4 посвящен структурным особенностям, необходимым для проявления слоями кругового дихроизма, а в разделе 2.5 выводятся условия, при которых круговой дихроизм проявляется в максимальной степени (когда нерассеянная компонента является циркулярно поляризованной как при линейно поляризованном, так и при неполяризованном освещении).

1. Эксперимент

1.1. Образцы

Здесь мы представим экспериментальные данные для трех образцов LCPRPA слоев различной толщины ($d \approx 3, 4, \text{ и } 5 \text{ мкм}$). Жидкокристаллические ячейки были собраны из промышленных стеклянных пластин с ITO покрытием (Merck, Германия). Случайная планарная ориентация ЖК обеспечивалась ненатертыми полиимидными слоями (полиимид PIA 3744, Chisso LIXON aligner, Япония). Полиимидные слои наносились на поверхность ITO слоев методом центрифугирования. После нанесения полиимидные слои не подвергались какой-либо обработке, способной привести к появлению предпочтительного направления ориентации жидкокристаллических молекул на поверхности полимера в макроскопическом масштабе. Толщина ЖК-слоя задавалась цилиндрическими и сферическими стеклянными

спейсерами, рассеянными между стеклянными пластинами. Ячейки были заполнены капиллярно холестерическим ЖК-материалом, представляющим собой смесь нематика E7 и холестерической добавки ZLI-811 (~0.7%, левая), в изотропной фазе. Заполнение в изотропной фазе предотвращало ориентацию потоком [26, 27] и способствовало образованию требуемой мелкодоменной структуры ЖК-слоя. Естественный шаг спирали холестерического материала при комнатной температуре составлял около 11 мкм.

1.2. Экспериментальная установка и обработка экспериментальных данных

Для характеристики состояния поляризации нерассеянной компоненты прошедшего через ячейку света нами измерялись спектры параметров Стокса $S_{j\text{nonsc}}$ ($j = 0, 1, 2, 3$) этой компоненты. Измерения проводились в диапазоне длин волн от 525 до 700 нм при нормальном падении света на установку, использующей схему «линейный поляризатор – образец – компенсатор – линейный анализатор» (рис. 2). На оптической скамье располагались выходной конец волоконно-оптического жгута, доставляющего излучение от широкополосного источника света (галогеновая лампа), две диафрагмы, формирующие узкий коллимированный пучок (диаметром около 2.5 мм в области его падения на образец), поляризатор, столик для крепления образца, четвертьволновая (на длине волны 633 нм) фазовая пластина (Thorlabs, США), анализатор и собирающая линза с фокусным расстоянием 94 мм, фокусирующая нерассеянную компоненту на приемный конец световода спектрометра Ocean Optics USB4000 (США).

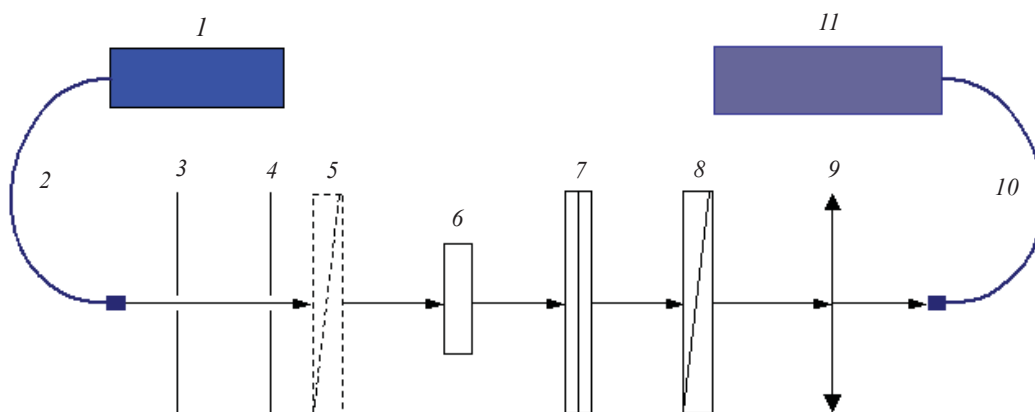


Рис. 2. Экспериментальная установка: 1 – источник света, 2, 10 – оптические волокна, 3, 4 – диафрагмы, 5 – поляризатор, 6 – образец, 7 – компенсатор, 8 – анализатор, 9 – линза, 11 – спектрометр
Fig. 2. Experimental setup: 1 – light source, 2, 10 – optical fibers, 3, 4 – diaphragms, 5 – polarizer, 6 – sample, 7 – compensator, 8 – analyzer, 9 – lens, 11 – spectrometer



Спектры параметров Стокса рассчитывались по шести экспериментальным спектрам полной мощности этой компоненты после ее прохождения через систему «компенсатор–анализатор», измеренным при следующих установках анализатора и фазовой пластины:

$$\begin{aligned} (\alpha, \vartheta') &= (\alpha_j, \beta_j), j=1,2,\dots,6; \\ (\alpha_1, \beta_1) &= (0^\circ, 0^\circ), (\alpha_2, \beta_2) = (90^\circ, 0^\circ), \\ (\alpha_3, \beta_3) &= (0^\circ, 45^\circ), \\ (\alpha_4, \beta_4) &= (0^\circ, -45^\circ), (\alpha_5, \beta_5) = (-45^\circ, -45^\circ), \\ (\alpha_6, \beta_6) &= (45^\circ, -45^\circ), \end{aligned}$$

где α и ϑ' – углы ориентации компенсатора и анализатора: ϑ' – угол между лабораторной осью отсчета (ось x) и осью пропускания анализатора и

α – угол между осью x и эффективной медленной осью фазовой пластины.

Используемый алгоритм расчета параметров Стокса основывается на следующем. Пусть

$$\mathbf{M}_{ca} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{pmatrix}$$

– матрица Мюллера системы «компенсатор–анализатор» на данной длине волны λ . Тогда измеренные значения спектральной плотности мощности нерассеянной компоненты могут быть выражены через параметры Стокса нерассеянной компоненты следующим образом:

$$\begin{pmatrix} m_{11}(\alpha_1, \beta_1) & m_{12}(\alpha_1, \beta_1) & m_{13}(\alpha_1, \beta_1) & m_{14}(\alpha_1, \beta_1) \\ m_{11}(\alpha_2, \beta_2) & m_{12}(\alpha_2, \beta_2) & m_{13}(\alpha_2, \beta_2) & m_{14}(\alpha_2, \beta_2) \\ m_{11}(\alpha_3, \beta_3) & m_{12}(\alpha_3, \beta_3) & m_{13}(\alpha_3, \beta_3) & m_{14}(\alpha_3, \beta_3) \\ m_{11}(\alpha_4, \beta_4) & m_{12}(\alpha_4, \beta_4) & m_{13}(\alpha_4, \beta_4) & m_{14}(\alpha_4, \beta_4) \\ m_{11}(\alpha_5, \beta_5) & m_{12}(\alpha_5, \beta_5) & m_{13}(\alpha_5, \beta_5) & m_{14}(\alpha_5, \beta_5) \\ m_{11}(\alpha_6, \beta_6) & m_{12}(\alpha_6, \beta_6) & m_{13}(\alpha_6, \beta_6) & m_{14}(\alpha_6, \beta_6) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_{0\text{nonsc}} \\ S_{1\text{nonsc}} \\ S_{2\text{nonsc}} \\ S_{3\text{nonsc}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_1 \\ t_2 \\ t_3 \\ t_4 \\ t_5 \\ t_6 \end{pmatrix},$$

где $m_{kl}(\alpha_j, \beta_j)$ – значения элементов матрицы \mathbf{M}_{ca} при $\alpha = \alpha_j$ и $\vartheta' = \beta_j$, а t_j – спектральная плотность мощности нерассеянной компо-

ненты после прохождения системы «компенсатор–анализатор» при $\alpha = \alpha_j$ и $\vartheta' = \beta_j$. Вектор Стокса

$$\mathbf{S}_{\text{nonsc}} = \begin{pmatrix} S_{0\text{nonsc}} \\ S_{1\text{nonsc}} \\ S_{2\text{nonsc}} \\ S_{3\text{nonsc}} \end{pmatrix}$$

рассчитывался методом наименьших квадратов по формуле

$$\mathbf{S}_{\text{nonsc}} = (\mathbf{N}^T \mathbf{N})^{-1} \mathbf{N}^T \mathbf{J}_e, \quad (1)$$

где

$$\mathbf{N} = \begin{pmatrix} m_{11}(\alpha_1, \beta_1) & m_{12}(\alpha_1, \beta_1) & m_{13}(\alpha_1, \beta_1) & m_{14}(\alpha_1, \beta_1) \\ m_{11}(\alpha_2, \beta_2) & m_{12}(\alpha_2, \beta_2) & m_{13}(\alpha_2, \beta_2) & m_{14}(\alpha_2, \beta_2) \\ m_{11}(\alpha_3, \beta_3) & m_{12}(\alpha_3, \beta_3) & m_{13}(\alpha_3, \beta_3) & m_{14}(\alpha_3, \beta_3) \\ m_{11}(\alpha_4, \beta_4) & m_{12}(\alpha_4, \beta_4) & m_{13}(\alpha_4, \beta_4) & m_{14}(\alpha_4, \beta_4) \\ m_{11}(\alpha_5, \beta_5) & m_{12}(\alpha_5, \beta_5) & m_{13}(\alpha_5, \beta_5) & m_{14}(\alpha_5, \beta_5) \\ m_{11}(\alpha_6, \beta_6) & m_{12}(\alpha_6, \beta_6) & m_{13}(\alpha_6, \beta_6) & m_{14}(\alpha_6, \beta_6) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{J}_e = \begin{pmatrix} t_{e1} \\ t_{e2} \\ t_{e3} \\ t_{e4} \\ t_{e5} \\ t_{e6} \end{pmatrix},$$

t_{ej} – измеренное значение спектральной плотности мощности нерассеянной компоненты. При вычислении параметров Стокса по формуле (1) учитывалась неидеальность используемой фазовой пластины

по алгоритму, представленному в [28]. Точность оценки параметров Стокса составила порядка 0.2%.

Измерения проводились для двух вариантов освещения образцов. В первом случае падающий



на ячейку свет был линейно поляризован параллельно лабораторной оси отсчета x (см. раздел 1.3), а во втором – неполяризован (см. раздел 1.4). При изучении электрооптического отклика ячеек мы прикладывали к ним переменное напряжение (1 кГц, от 0 до 3.2 В).

1.3. Результаты для случая линейно поляризованного падающего света

В случае линейно поляризованного падающего света оценивалась степень круговой поляризации нерассеянной компоненты P_C (рис. 3). Для всех трех ячеек при всех значениях приложенного напряжения U нерассеянная компонента была полностью поляризованной практически во всем рассматриваемом спектральном диапазоне

($S_{P_{\text{nonsc}}} = S_{0_{\text{nonsc}}}$ в пределах экспериментальной ошибки), за исключением спектральных областей вблизи минимумов направленного пропускания. Опираясь на теоретические результаты раздела 2.3, мы предполагали, что нерассеянная компонента является полностью поляризованной, а наличие неполяризованной составляющей в регистрируемом излучении обусловлено попаданием во входное отверстие световода спектрометра рассеянной компоненты. С учетом этого степень круговой поляризации нерассеянной компоненты вычислялась по формуле $P_C = S_{3_{\text{nonsc}}}/S_{P_{\text{nonsc}}}$, где $S_{P_{\text{nonsc}}} = \sqrt{S_{1_{\text{nonsc}}}^2 + S_{2_{\text{nonsc}}}^2 + S_{3_{\text{nonsc}}}^2}$ – спектральная плотность мощности поляризованной составляющей нерассеянной компоненты.

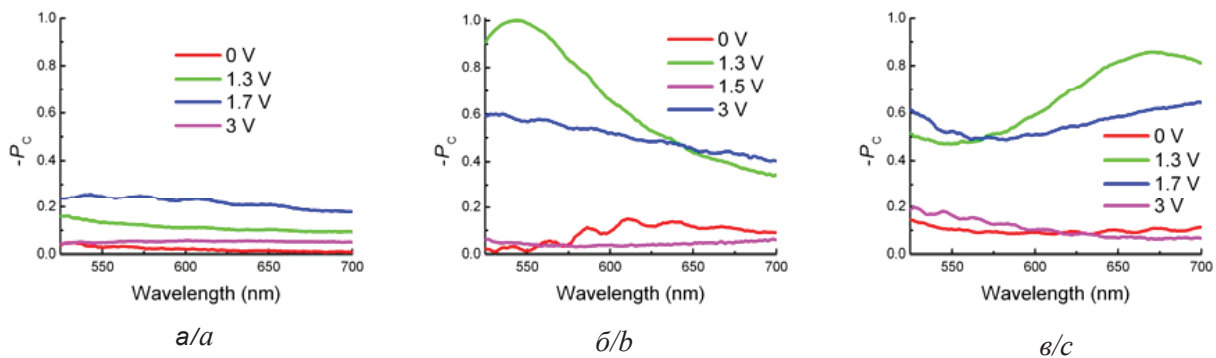


Рис. 3. Спектры степени циркулярной поляризации P_C для образцов с толщиной $d \approx 3$ мкм (а), 4 мкм (б) и 5 мкм (в) (ячейки С3, С4 и С5 соответственно) при различных значениях приложенного напряжения. Падающий свет линейно поляризован

Fig. 3. Circular polarization degree P_C for samples with thickness $d \approx 3$ μm (a), 4 μm (b), and 5 μm (c) (cells C3, C4, and C5, respectively) at different applied voltages. The incident light is linearly polarized (color online)

На рис. 3 показаны спектры P_C при различных значениях приложенного напряжения U для всех трех образцов. Отметим, что во всех рассмотренных случаях поляризация нерассеянной компоненты оказалась левой ($P_C < 0$). Видно, что при $U = 0$ В (в выключенном состоянии), а также при $U > 3$ В эллипс поляризации был сильно вытянутым (для всех ячеек значение $|P_C|$ не превышало 0.2, причем для ячеек с толщиной ЖК-слоя $d \approx 3$ мкм (ячейка С3) и 4 мкм (ячейка С4) при $U > 3$ В значение $|P_C|$ было меньше 0.1). Для ячейки С3 степень круговой поляризации была относительно малой во всем диапазоне напряжений ($|P_C| < 0.3$). Для ячеек с $d \approx 4$ мкм (С4) и 5 мкм (С5) в определенном диапазоне напряжений и длин волн степень круговой поляризации нерассеянной компоненты превышала 0.8 (см. рис. 3, б и рис. 3, в), причем для ячейки С4 при

$U \approx 1.3$ В и $\lambda \approx 560$ нм нерассеянная компонента имела строго круговую поляризацию ($P_C = -1$ в пределах экспериментальной ошибки).

1.4. Результаты для случая неполяризованного падающего света

В случае неполяризованного падающего света для всех ячеек при всех U и λ с высокой точностью выполнялись следующие соотношения: $S_{1_{\text{nonsc}}}/S_{0_{\text{nonsc}}} = 0$, $S_{2_{\text{nonsc}}}/S_{0_{\text{nonsc}}} = 0$ и $S_{3_{\text{nonsc}}}/S_{P_{\text{nonsc}}} = -1$, т. е. нерассеянная компонента была частично циркулярно поляризованной, причем поляризация была левой. На рис. 4 для ячейки С4 приведены спектры параметров $S_{0_{\text{nonsc}}}$, $S_{3_{\text{nonsc}}}$ и $S_{P_{\text{nonsc}}}$, нормированные на спектр мощности падающего света $S_{P_{i0}}$, при различных значениях U . Из рис. 4 видно, что при $U \approx 0$ В и $U \approx 3.2$ В нерассеянная компонента была практически полностью неполяризованной. При $U \approx 1.3$ В и

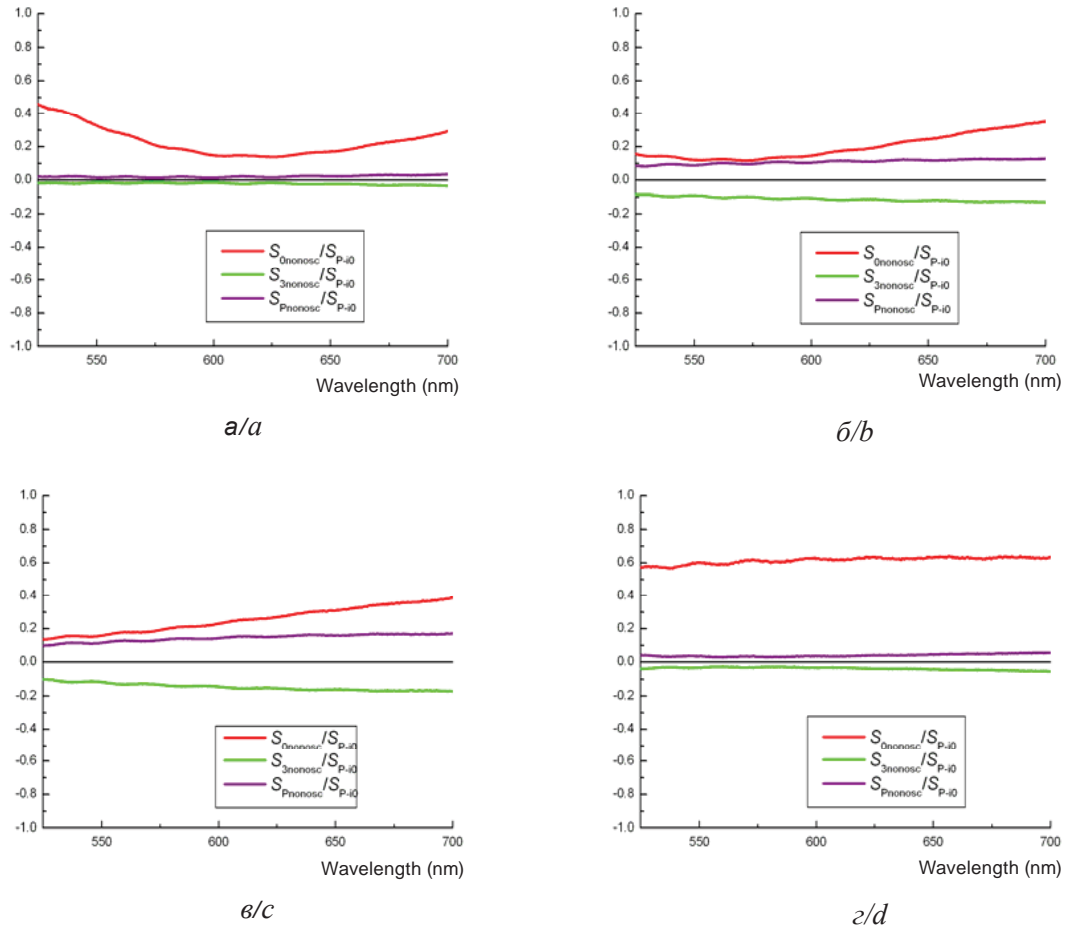


Рис. 4. Параметры Стокса $S_{0nonosc}$, $S_{3nonosc}$ и спектральная плотность мощности полностью поляризованной составляющей $S_{Pnonosc}$ нерассеянной компоненты, нормированные на спектральную плотность мощности падающего пучка S_{P-10} для ячейки C4 при различных значениях приложенного напряжения: $U = 0$ (а), $U \approx 1.3$ В (б) $U \approx 1.5$ В (в) и $U \approx 3.2$ В (г). Падающий свет неполяризован

Fig. 4. The Stokes parameters $S_{0nonosc}$, $S_{3nonosc}$, and the power spectral density of the completely polarized part $S_{Pnonosc}$ of the nonscattered component, normalized by the power spectral density of the incident light, for cell C4 at different values of the applied voltage: $U = 0$ V (a), $U \approx 1.3$ V (b) $U \approx 1.5$ V (c), and $U \approx 3.2$ V (d). The incident light is unpolarized (color online)

$U \approx 1.5$ В степень циркулярной поляризации нерассеянной компоненты была большой во всем спектральном диапазоне (значение $|S_{3nonosc}|$ было сравнимо с $S_{0nonosc}$). При $U \approx 1.3$ В и $\lambda \approx 550$ нм нерассеянная компонента была практически полностью циркулярно поляризованной.

2. Теория

2.1. Обобщенная матрица Мюллера для нерассеянной компоненты прошедшего света

Пусть однородно поляризованный коллимированный пучок падает в нормальном направлении на мозаичный слой. Следуя [18, 20–25], мы аппроксимируем слой плоским бесконечно протяженным амплитудно-фазовым экраном, находящимся в плоскости $z = 0$ декартовой

системы координат (x, y, z) . Это приближение применимо, если характерный масштаб неоднородностей слоя намного больше длины волны падающего света и если слой настолько тонок, что расходимость падающего пучка внутри него можно пренебречь [29, 30]. Для описания спектральных и корреляционных свойств падающего и прошедшего полей мы будем использовать обобщенные векторы Стокса [31] $\mathbf{S}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \omega) = \mathbf{L}(\langle \mathbf{J}(\mathbf{r}_1, \omega) \otimes \mathbf{J}^*(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle)$, где $\mathbf{J}(\mathbf{r}, \omega)$ – вектор Джонса, характеризующий типичный элемент статистического ансамбля реализаций спектральной компоненты флуктуирующего электрического поля с угловой частотой ω в точке \mathbf{r} , $\langle \cdot \rangle$ обозначает усреднение по ансамблю реализаций поля,



$$\mathbf{L} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & -i & i & 0 \end{pmatrix}$$

и \otimes – символ кронекеровского умножения матриц. В дальнейшем мы опускаем аргумент ω у всех функций и записываем обобщенные векторы Стокса в плоскости $z = 0$ как функции от $\boldsymbol{\rho}_1 = (x_1, y_1)$ и $\boldsymbol{\rho}_2 = (x_2, y_2)$. Представим обобщенный вектор Стокса падающего пучка $\mathbf{S}_i(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ в плоскости $z = 0$ непосредственно перед экраном в виде

$$\mathbf{S}_i(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \mathbf{S}_{P-i},$$

где $g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ – скалярная функция, удовлетворяющая условию $\int g(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) d^2 \boldsymbol{\rho} = 1$ и \mathbf{S}_{P-i} – интегральный вектор Стокса [32] падающего пучка (вектор Стокса спектральной плотности мощности пучка, характеризующий пучок как целое). Здесь и

$$\mathbf{S}_0^{(\infty)}(\mathbf{r}_s) = \frac{k^2}{(2\pi r_0)^2} \cos^2 \zeta \left[\int \exp(-iks_{\perp} \mathbf{R}) \left(\int \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) g(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) d^2 \boldsymbol{\rho}_0 \right) d^2 \mathbf{R} \right] \mathbf{S}_{P-i},$$

где $\mathbf{r}_s = r_0 \mathbf{s}$ – радиус-вектор точки в плоскости $z = z_d$, \mathbf{s} – единичный вектор в направлении \mathbf{r}_s , ζ – угол между \mathbf{s} и положительной осью z , $k = 2\pi/\lambda$, \mathbf{s}_{\perp} – проекция вектора \mathbf{s} на плоскость $z = 0$, $\boldsymbol{\rho}_0 = (\boldsymbol{\rho}_1 + \boldsymbol{\rho}_2)/2$ и $\mathbf{R} = \boldsymbol{\rho}_1 - \boldsymbol{\rho}_2$.

Мы ограничимся рассмотрением нерассеянной компоненты прошедшего света. Для того чтобы иметь возможность анализировать свойства этой компоненты отдельно, примем некоторые допущения относительно структуры экрана. Будем считать, что экран является макроскопически однородным [18] в масштабе R_{hom} и что свойства падающего поля на масштабе R_{hom} изменяются медленно. Тогда при любом $R' > R_{\text{hom}}$ выполняется следующее приближенное равенство:

$$\langle \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) \rangle_{\boldsymbol{\rho}', R'} \approx \mathbf{M}_A(\mathbf{R}).$$

Здесь $\langle \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R}) \rangle_{\boldsymbol{\rho}', R'}$ – среднее от $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R})$, взятое по области $\boldsymbol{\rho}_0 \in \Omega_{\boldsymbol{\rho}', R'}$, где $\Omega_{\boldsymbol{\rho}', R'}$ – круговая область с центром в $\boldsymbol{\rho}'$ и радиусом R' , а $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$ – среднее от $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R})$, взятое по всей площади фазового экрана. Скорость пространственного изменения параметров падающего пучка в нашем рассмотрении определяется функцией $g(\boldsymbol{\rho}_0, \mathbf{R})$. Ее, как функцию от $\boldsymbol{\rho}_0$, мы считаем медленной функцией в масштабе R_{hom} .

далее считаем, что все векторы состояния и матричные операторы представлены в системе координат (x, y, z) . Обобщенный вектор Стокса поля в плоскости $z = 0$ непосредственно за экраном может быть выражен следующим образом:

$$\mathbf{S}_0(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) \mathbf{S}_i(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2),$$

где

$$\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2) = \mathbf{L} \left(\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \mathbf{T}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1}$$

– обобщенная матрица Мюллера [19] и $\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho})$ – матрица Джонса локального пропускания фазового экрана.

Спектральные и поляризационные свойства прошедшего поля в дальней зоне ($z_d \gg R_b$, где R_b – радиус пучка, z_d – расстояние от экрана до плоскости детектирования) могут быть описаны с помощью одноточечного спектрального вектора Стокса $\mathbf{S}_0^{(\infty)}(\mathbf{r}_s)$, который может быть выражен через $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$, $g(\boldsymbol{\rho}_1, \boldsymbol{\rho}_2)$ и \mathbf{S}_{P-i} следующим образом [18, 33]:

Представим матрицу Джонса локального пропускания слоя в виде $\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) = \bar{\mathbf{T}} + \tilde{\mathbf{T}}(\boldsymbol{\rho})$, где

$$\bar{\mathbf{T}} = \langle \mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) \rangle_A \quad (2)$$

и $\tilde{\mathbf{T}}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) - \bar{\mathbf{T}}$. Тогда функцию $\mathbf{M}_A(\mathbf{R})$ можно представить в виде суммы:

$$\mathbf{M}_A(\mathbf{R}) = \bar{\mathbf{M}} + \tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R}),$$

где

$$\bar{\mathbf{M}} = \mathbf{L} \left(\bar{\mathbf{T}} \otimes \bar{\mathbf{T}}^* \right) \mathbf{L}^{-1}, \quad (3)$$

$$\tilde{\mathbf{M}}(\mathbf{R}) = \left\langle \mathbf{L} \left(\tilde{\mathbf{T}}(\boldsymbol{\rho}_1) \otimes \tilde{\mathbf{T}}^*(\boldsymbol{\rho}_2) \right) \mathbf{L}^{-1} \right\rangle_A.$$

Сделанные предположения позволяют выразить одноточечный вектор Стокса нерассеянной компоненты следующим образом [18]:

$$\mathbf{S}_{\text{nonsc}}^{(\infty)}(\mathbf{r}_s) \approx \frac{k^2}{(2\pi r_0)^2} \cos^2 \zeta \bar{\mathbf{M}} \mathbf{S}_{P-i} \int G(\mathbf{R}) \exp(-iks_{\perp} \mathbf{R}) d^2 \mathbf{R}, \quad (4)$$

Из (4) видно, что интегральный вектор Стокса $\mathbf{S}_{\text{nonsc}}$, характеризующий состояние поляризации нерассеянной компоненты, связан с интегральным вектором Стокса падающего пучка \mathbf{S}_{P-i} следующим образом:

$$\mathbf{S}_{\text{nonsc}} \approx \bar{\mathbf{M}} \mathbf{S}_{P-i}. \quad (5)$$

Выражения (3) и (5) будут служить основой в нашем дальнейшем анализе.



2.2. Свойства нерассеянной компоненты для эквидоменных слоев без локальных поляризационно-зависимых потерь

Пространственная зависимость матрицы Джонса пропускания произвольного эквидоменного слоя в приближении прямых лучей может быть представлена в виде:

$$\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{R}(-\varphi(\boldsymbol{\rho}))\mathbf{T}_{\text{dom}}\mathbf{R}(\varphi(\boldsymbol{\rho})), \quad (6)$$

где

$$\mathbf{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix},$$

$\varphi(\boldsymbol{\rho})$ – угол азимутальной ориентации домена (структуры домена) и \mathbf{T}_{dom} – матрица пропускания домена-прототипа – эквидоменный слой может рассматриваться как мозаика, составленная из доменов, структура которых является копией структуры некоего домена-прототипа – в его собственной системе координат (матрица пропускания любого из доменов при $\varphi(\boldsymbol{\rho}) = 0$). Если свет, проходя через слой, не испытывает значительных поляризационно-зависимых потерь, матрица \mathbf{T}_{dom} может быть представлена в виде произведения унитарной матрицы и скаляра. Мы ограничимся рассмотрением ситуаций, когда такое представление возможно. Для определенности будем считать, что собственная система координат доменов выбрана так, чтобы в этой системе недиагональные элементы матрицы \mathbf{T}_{dom} отличались только знаком или были равны нулю. В этом случае эта матрица может быть записана в виде [17, 29]

$$\mathbf{T}_{\text{dom}} = Ke^{i\gamma} \begin{pmatrix} A + iC & B \\ -B & A - iC \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где K – вещественный множитель, учитывающий поляризационно-независимые потери, γ – общий фазовый сдвиг и A , B и C – зависящие от структуры домена-прототипа действительные параметры, удовлетворяющие условию $A^2 + B^2 + C^2 = 1$. Если домены являются оптически нехиральными, $B = 0$. Подстановка (7) в (6) дает

$$\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) = Ke^{i\gamma} \begin{pmatrix} A + iC \cos 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) & B + iC \sin 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \\ -B + iC \sin 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) & A - iC \cos 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Для статистически вращательно-инвариантных слоев

$$\langle \cos 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \rangle_A = 0, \quad \langle \sin 2\varphi(\boldsymbol{\rho}) \rangle_A = 0. \quad (9)$$

Из (2), (8) и (9) следует, что

$$\bar{\mathbf{T}} = Ke^{i\gamma} \begin{pmatrix} A & B \\ -B & A \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Подставляя (10) в (3), находим, что

$$\bar{\mathbf{M}} = K^2 \begin{pmatrix} A^2 + B^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A^2 - B^2 & 2AB & 0 \\ 0 & -2AB & A^2 - B^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & A^2 + B^2 \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при падении на эквидоменный слой неполяризованного светового пучка нерассеянная компонента будет неполяризованной, а в случае падения линейно поляризованного пучка нерассеянная компонента будет линейно поляризованной. Элемент \bar{m}_{41} матрицы $\bar{\mathbf{M}} = [\bar{m}_{ij}]$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$), отвечающий за круговой дихроизм, в (11) равен нулю при любых A , B и C . Следовательно, вращательно-инвариантные эквидоменные слои без локальных поляризационно-зависимых потерь в принципе не могут проявлять круговой дихроизм.

2.3. Обобщенная матрица Мюллера для нерассеянной компоненты в случае квазиэквидоменных слоев

Для квазиэквидоменных слоев матрицу Джонса локального пропускания в приближении прямых лучей по аналогии с (6) можно представить в виде

$$\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho}) = \mathbf{R}(-\varphi(\boldsymbol{\rho}))\mathbf{T}_{\text{dd}}(\boldsymbol{\rho})\mathbf{R}(\varphi(\boldsymbol{\rho})), \quad (12)$$

где

$$\mathbf{T}_{\text{dd}}(\boldsymbol{\rho}) = Ke^{i\gamma(\boldsymbol{\rho})} \begin{pmatrix} A(\boldsymbol{\rho}) + iC(\boldsymbol{\rho}) & B(\boldsymbol{\rho}) \\ -B(\boldsymbol{\rho}) & A(\boldsymbol{\rho}) - iC(\boldsymbol{\rho}) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$A^2(\boldsymbol{\rho}) + B^2(\boldsymbol{\rho}) + C^2(\boldsymbol{\rho}) = 1$. В отличие от эквидоменного случая (6), в данном случае параметры A , B , и C , а также общий фазовый сдвиг γ могут быть функциями от $\boldsymbol{\rho}$. Из (2), (9), (12) и (13) следует, что для вращательно-инвариантных слоев

$$\bar{\mathbf{T}} = \langle \mathbf{T}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}) \rangle_A, \quad (14)$$

где

$$\mathbf{T}_{\text{RI}}(\boldsymbol{\rho}) = Ke^{i\gamma(\boldsymbol{\rho})} \begin{pmatrix} A(\boldsymbol{\rho}) & B(\boldsymbol{\rho}) \\ -B(\boldsymbol{\rho}) & A(\boldsymbol{\rho}) \end{pmatrix}$$

– вращательно-инвариантная часть матрицы $\mathbf{T}(\boldsymbol{\rho})$. Подстановка (14) в (3) дает

$$\bar{\mathbf{M}} = K^2 \begin{pmatrix} \bar{Y}_{AABB+} & 0 & 0 & -\bar{Y}_{ABBA-} \\ 0 & \bar{Y}_{AABB-} & \bar{Y}_{ABBA+} & 0 \\ 0 & -\bar{Y}_{ABBA+} & \bar{Y}_{AABB-} & 0 \\ -\bar{Y}_{ABBA-} & 0 & 0 & \bar{Y}_{AABB+} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где

$$\bar{Y}_{AABB+} = \gamma_{cA}^2 + \gamma_{cB}^2 + \gamma_{sA}^2 + \gamma_{sB}^2, \quad \bar{Y}_{ABBA-} = 2\gamma_{sA}\gamma_{cB} - 2\gamma_{sB}\gamma_{cA},$$

$$\bar{Y}_{ABBA+} = 2\gamma_{cA}\gamma_{cB} + 2\gamma_{sA}\gamma_{sB}, \quad \bar{Y}_{AABB-} = \gamma_{cA}^2 - \gamma_{cB}^2 + \gamma_{sA}^2 - \gamma_{sB}^2, \quad (16)$$



$$Y_{cA} = \langle \cos \tilde{\gamma}(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \rangle_A, \quad Y_{cB} = \langle \cos \tilde{\gamma}(\mathbf{p}) B(\mathbf{p}) \rangle_A, \quad (17)$$

$$Y_{sA} = \langle \sin \tilde{\gamma}(\mathbf{p}) A(\mathbf{p}) \rangle_A, \quad Y_{sB} = \langle \sin \tilde{\gamma}(\mathbf{p}) B(\mathbf{p}) \rangle_A, \quad (18)$$

$\tilde{\gamma}(\mathbf{p}) = \gamma(\mathbf{p}) - \langle \gamma(\mathbf{p}) \rangle_A$ – компонента функции $\gamma(\mathbf{p})$, флуктуирующая относительно среднего по площади слоя значения $\langle \gamma(\mathbf{p}) \rangle_A$. Из (15) следует, что в общем случае при падении на квазиэквидоменный слой линейно поляризованного пучка нерассеянная компонента является эллиптически поляризованной, а при падении неполяризованного пучка – частично циркулярно поляризованной. Параметры \bar{Y}_{ABBA+} , \bar{Y}_{ABBA-} , \bar{Y}_{ABBA+} и \bar{Y}_{ABBA-} удовлетворяют соотношению $\bar{Y}_{ABBA+}^2 = \bar{Y}_{ABBA-}^2 + \bar{Y}_{ABBA+}^2 + \bar{Y}_{ABBA-}^2$, из чего следует, что нерассеянная компонента всегда является полностью поляризованной при линейно поляризованном падающем свете (это было использовано при обработке экспериментальных данных в разделе 1.3).

2.4. Необходимые условия проявления кругового дихроизма

Из (15) следует, что, как в случае линейно поляризованного, так и в случае циркулярно поляризованного падающего пучка, степень круговой поляризации нерассеянной компоненты $P_C \equiv S_{3\text{nonsc}}/S_{0\text{nonsc}}$ ($S_{j\text{nonsc}}$ ($j = 0, 1, 2, 3$) – элементы интегрального вектора Стокса S_{nonsc}) может быть выражена как

$$P_C = -\frac{\bar{Y}_{ABBA-}}{\bar{Y}_{ABBA+}}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что квазиэквидоменный слой не может проявлять круговой дихроизм, если

$$\bar{Y}_{ABBA-} = 0. \quad (20)$$

В этом случае при неполяризованном падающем свете нерассеянная компонента будет неполяризованной, а при линейно поляризованном падающем свете – линейно поляризованной. Согласно (16)–(18), условие (20) выполняется, если отсутствует вариация общего фазового сдвига по площади слоя ($\tilde{\gamma}(\mathbf{p}) = 0$ при всех \mathbf{p}). Также условие (20) выполняется, если слой является статистически нехиральным (слой как система доменов является энантиоморфным), поскольку в этом случае $Y_{cB} = 0$ и $Y_{sB} = 0$ (см. (16)–(18)). Таким образом, наличие вариации общего фазового сдвига и статистическая хиральность слоя являются необходимыми условиями для того, чтобы слой проявлял круговой дихроизм.

Реальные LCPRPA слои даже в случае отсутствия приложенного электрического поля могут иметь вариацию $\tilde{\gamma}(\mathbf{p})$. При планарных граничных условиях для холестерических ЖК может быть устойчивой не только строго планарная структура, но и конфокальная (focal conic) структура (структура с пространственной вариацией направления оси холестерической спирали) [34–36]. Для слоев с конфокальной структурой γ изменяется с \mathbf{p} , т. е. присутствует вариация $\tilde{\gamma}(\mathbf{p})$. Конфокальность структуры, скорее всего, и является причиной ненулевой эллиптичности нерассеянной компоненты на спектрах, приведенных на рис. 3, для случая $U = 0$ В.

2.5. Условия, при которых степень проявления кругового дихроизма является максимальной

Согласно (19), степень проявления кругового дихроизма является максимальной, если $|\bar{Y}_{ABBA-}| = \bar{Y}_{ABBA+}$. Используя (16)–(18), можно выразить это условие одной из следующих систем уравнений в зависимости от знака \bar{Y}_{ABBA-} :

$$\begin{cases} Y_{sA} - Y_{cB} = 0, \\ Y_{cA} + Y_{sB} = 0, \end{cases} \quad (21)$$

если $\bar{Y}_{ABBA-} > 0$, или

$$\begin{cases} Y_{sA} - Y_{cB} = 0, \\ Y_{cA} + Y_{sB} = 0, \end{cases} \quad (22)$$

если $\bar{Y}_{ABBA-} < 0$. Знак \bar{Y}_{ABBA-} определяет, является ли поляризация нерассеянной компоненты правой или левой. Если $\bar{Y}_{ABBA-} > 0$, поляризация нерассеянной компоненты при линейно поляризованном или неполяризованном падающем свете левая (как в рассмотренных в разделах 1.3 и 1.4 экспериментальных примерах; см. рис. 3 и 4), а если $\bar{Y}_{ABBA-} < 0$, то поляризация правая. Таким образом, система (21) соответствует левой круговой поляризации; а система (22) – правой круговой поляризации. По всей видимости, в экспериментальном примере с ячейкой С4 при $U \approx 1.3$ В и $\lambda \approx 550$ нм мы столкнулись со случаем выполнения с хорошей точностью условий (21) (см. рис. 3, б).

Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что мозаичные слои, состоящие из двулучепреломляющих доменов с разной азимутальной ориентацией, при отсутствии поляризационно-



зависимого отражения и поглощения проявляют круговой дихроизм только при одновременном выполнении следующих трех условий: (i) домены являются хиральными, (ii) слой как система доменов не является энантиоморфным, (iii) общий фазовый сдвиг варьируется по площади слоя. Найдены статистические структурные свойства слоя, при которых степень проявления кругового дихроизма является максимальной.

Благодарности

Автор выражает благодарность Д. А. Яковлеву за постановку задачи и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-52-16025/18).

Список литературы

1. *Arteaga O., Kahr B.* Characterization of homogenous depolarizing media based on Mueller matrix differential decomposition // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38, № 7. P. 1134–1136. DOI: 10.1364/OL.38.001134
2. *Arteaga O., Freudenthal J., Wang B., Kahr B.* Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators : theory and calibration // *Appl. Opt.* 2012. Vol. 51, № 28. P. 6805–6817. DOI: 10.1364/AO.51.006805
3. *Arteaga O., Canillas A.* Measurement of the optical activity of anisotropic samples by transmission Mueller matrix ellipsometry // *EPJ Web Conf.* 2010. Vol. 5. P. 03001-p.1–03001-p.5. DOI: 10.1051/epjconf/20100503001
4. *Arteaga O.* Natural optical activity vs circular Bragg reflection studied by Mueller matrix ellipsometry // *Thin Solid Films.* 2016. Vol. 617. P. 14–19. DOI: 10.1016/j.tsf.2016.01.012
5. *Eguchi N., Goto H.* Lyotropic liquid crystal electrochemical polymerization of thiophene-based monomers : polymerization in cholesteric liquid crystal and columnar phase // *Soft.* 2017. Vol. 5, № 2. P. 9–19. DOI: 10.4236/soft.2017.52002
6. *Dong J., Kawabata K., Goto H.* Synthesis and characterization of a novel donor-acceptor-donor chiral inducer and application in electrochemical polymerization // *J. Mater. Chem. C.* 2015. Vol. 3, № 9. P. 2024–2032. DOI: 10.1039/C4TC02489C
7. *Vollick B., Kuo P.-Y., Alizadehgiashi M., Yan N., Kutmacheva E.* From structure to properties of composite films derived from cellulose nanocrystals // *ACS Omega.* 2017. Vol. 2, № 9. P. 5928–5934. DOI: 10.1021/acsomega.7b01119
8. *Cheng Z., Ye H., Cheng F., Li H., Ma Y., Zhang Q., Natan A., Mukhopadhyay A., Jiao Y., Li Y., Liu Y., Zhu H.* Tuning chiral nematic pitch of bioresourced photonic films via coupling organic acid hydrolysis // *Adv. Mater. Interfaces.* 2019. Vol. 6, № 7. P. 1802010-1–1802010-12. DOI: 10.1002/admi.201802010
9. *Mendoza-Galván A., Muñoz-Pineda E., Ribeiro S. J. L., Santos M. V., Järrendahl K., Arwin H.* Mueller matrix spectroscopic ellipsometry study of chiral nanocrystalline cellulose films // *J. Opt.* 2018. Vol. 20, № 2. P. 024001-1–024001-10. DOI: 10.1088/2040-8986/aa9e7d
10. *Heinzmann U., Bustamante C., Kim K.-J., Gea-Banacloche J., Scully H., Snyder P. A., Schatz P. N., Rowe E. M., Newman C. D., May J. H., Allen F. S., Bickel W. S., Hall K., Wells K. S., Samori B., Maestre M. F., Tinoco I., Jr., Nicolini C., Salzman G. C., Grace W. K., McGregor D. M., Gregg C. T., Johnson W. C., Jr., Keller D., Moore D. S., Polavarapu P. L., Stevens E. S.* Applications of circularly polarized radiation using synchrotron and ordinary sources. New York: Springer, 1985. 193 p.
11. *Coursault D., Zappone B., Coati A., Boulaoued A., Pelliser L., Limagne D., Boudet N., Ibrahim B. H., de Martino A., Alba M., Goldmann M., Garreau Y., Gallas B., Lacaze E.* Self-organized arrays of dislocations in thin smectic liquid crystal films // *Soft Matter.* 2016. Vol. 12, № 3. P. 678–688. DOI: 10.1039/C5SM02241J
12. *Синичкин Ю. П., Спивак А. В., Яковлев Д. А.* Простые параметрические представления поляризационно-оптических свойств двулучепреломляющих биотканей в рамках методов отражательной поляризационной спектроскопии // *Опт. и Спектр.* 2009. Т. 107, № 6. С. 922–933.
13. *Синичкин Ю. П., Спивак А. В., Яковлев Д. А.* Влияние анизотропии рассеяния и материальной оптической анизотропии слоев ориентированных волокон на состояние поляризации проходящего света // *Опт. и Спектр.* 2010. Т. 109, № 2. С. 197–205.
14. *Backman V., Gurjar R., Badizadegan K., Itzkan I., Dasari R. R., Perelman L. T., Feld M. S.* Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ // *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* 1999. Vol. 5, № 4. P. 1019–1026. DOI: 10.1109/2944.796325
15. *Tuchin V. V., Wang L. V., Zimnyakov D. A.* Optical polarization in biomedical applications. Berlin ; Heidelberg : Springer-Verlag, 2006. 281 p.
16. *Yakovlev D. D., Sherman M. M., Yakovlev D. A.* Electrically induced circular dichroism of multidomain layers of a long-pitch cholesteric liquid crystal // *Proc. SPIE.* 2014. Vol. 9031. P. 90311B-1–90311B-6. DOI: 10.1117/12.2052702
17. *Шерман М. М., Яковлев Д. А.* Особенности пропускания света монослоем одинаковых по структуре анизотропных доменов со случайной азимутальной ориентацией // *Опт. и Спектр.* 2010. Т. 109, № 2. С. 206–215.
18. *Яковлев Д. Д., Яковлев Д. А.* Картины рассеяния ортогонально поляризованных компонент света для статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев // *Опт. и Спектр.* 2019. Т. 126, № 3. С. 324–335. DOI: 10.21883/OS.2019.03.47374.314-18
19. *Korotkova O., Wolf E.* Effects of linear non-image forming devices on spectra and on coherence and polarization properties of stochastic electromagnetic beams : part I : general theory // *J. Mod. Opt.* 2005. Vol. 52, № 18. P. 2659–2671. DOI: 10.1080/09500340500334038



20. Shirai T., Wolf E. Coherence and polarization of electromagnetic beams modulated by random phase screens and their changes on propagation in free space // J. Opt. Soc. Am. A. 2004. Vol. 21, № 10. P. 1907–1916. DOI: 10.1364/JOSAA.21.001907
21. Ostrovsky A. S., Hernández García E. Modulation of spatial coherence of optical field by means of liquid crystal light modulator // Rev. Mex. Fis. 2005. Vol. 51, № 5. P. 442–446.
22. Savenkov S. N., Grygoruk V. I., Muttiah R. S., Yushtin K. E., Oberemok Y., Yakubchak V. V. Effective dichroism in forward scattering by inhomogeneous birefringent medium // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 2009. Vol. 110, № 1–2. P. 30–42. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2008.09.002
23. Luis A. Spatial-angular Mueller matrices // Opt. Commun. 2006. Vol. 263, № 2. P. 141–146. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.01.045
24. Tervo J., Turunen J. Paraxial-domain diffractive elements with 100% efficiency based on polarization gratings // Opt. Lett. 2000. Vol. 25, № 11. P. 785–786. DOI: 10.1364/OL.25.000785
25. Nikolova L., Ramamujam P. S. Polarization Holography. Cambridge : Cambridge University Press, 2009. 248 p.
26. Mi X.-D., Yang D.-K. Capillary filling of nematic liquid crystals // Phys. Rev. E. 1998. Vol. 58, № 2. P. 1992–2000. DOI: 10.1063/1.333796
27. Yokoyama H., Kobayashi S., Kamei H. Role of surface adsorption in the surface-induced alignment of nematic liquid crystals on evaporated SiO films // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56, № 10. P. 2645–2654. DOI: 10.1063/1.333796
28. Yakovlev D. D. Characterization of and correcting for imperfections of compound zero-order waveplates for spectral polarization measurements // Proc. of SPIE. 2014. Vol. 9031. P. 90311C-1–90311C-5. DOI: 10.1117/12.2052702
29. Yakovlev D. A., Chigrinov V. G., Kwok H.-S. Modeling and optimization of LCD optical performance. Chichester : J. Wiley & Sons, 2015. 554 p.
30. Desimpel C., Neyts K., Olivero D., Oldano C., de Boer D. K. G., Cortie R. Optical transmission model for thin two-dimensional layers // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2004. Vol. 422, № 1. P. 185/[455]–195/[465]. DOI: 10.1080/15421400490502526
31. Korotkova O., Wolf E. Generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams // Opt. Lett. 2005. Vol. 30, № 2. P. 198–200. DOI: 10.1364/OL.30.000198
32. Korotkova O. Conservation laws for stochastic electromagnetic free fields // J. Opt. A : Pure Appl. Opt. 2008. Vol. 10, № 2. P. 025003-1–025003-5. DOI: 10.1088/1464-4258/10/2/025003
33. Korotkova O., Hoover B. G., Gamiz V. L., Wolf E. Coherence and polarization properties of far fields generated by quasi-homogeneous planar electromagnetic sources // J. Opt. Soc. Am. A. 2005. Vol. 22, № 11. P. 2547–2556. DOI: 10.1364/JOSAA.22.002547
34. Yang D. K., Doane J. W., Yaniv Z., Glasser J. Cholesteric reflective display : drive scheme and contrast // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64, № 15. P. 1905–1907. DOI: 10.1063/1.111738
35. Kim K.-H., Jin H.-J., Park K.-H., Lee J.-H., Kim J. C., Yoon T.-H. Long-pitch cholesteric liquid crystal cell for switchable achromatic reflection // Opt. Express. 2010. Vol. 18, № 16. P. 16745–16750. DOI: 10.1364/OE.18.016745
36. Yabe Y., Seo D.-Sh. Hysteresis behaviour of the nematic-cholesteric phase transition for liquid crystals on polyimide films without use of the rubbing technique // Liq. Cryst. 1994. Vol. 17, № 6. P. 847–854. DOI: 10.1080/02678299408035477

Образец для цитирования:

Яковлев Д. Д. Особенности структуры статистически вращательно-инвариантных мозаичных двулучепреломляющих слоев, проявляющих круговой дихроизм // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 3. С. 188–200. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-188-200>

Structural Features of Statistically Rotationally Invariant Mosaic Birefringent Layers That Show Circular Dichroism

D. D. Yakovlev

Dmitry D. Yakovlev, <https://orcid.org/0000-0002-3417-1946>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, ddya-optics@mail.ru

Background and Objectives: Nonabsorbing cholesteric liquid crystalline layers with a fine-domain random planar structure and with the cholesteric pitch being much larger than the wavelength of the incident light have been recently demonstrated to exhibit electrically-induced circular dichroism due to scattering. Experimental conditions under which this effect was observed allow consideration of a problem of scattering of light on such a liquid-crystalline layer as a problem of diffraction of a light beam on a mosaic of chiral domains with different

azimuthal orientation. The main goal of this paper is to find out what structural features mosaic birefringent layers must have in order to show the circular dichroism. **Materials and Methods:** The theoretical approach is based on the two-point generalized Mueller matrix method and uses the phase screen approximation. As an illustration, experimental data on the circular dichroism of fine-domain layers of long-pitch cholesteric liquid crystals are presented. **Results:** It is shown that, in the absence of polarization-dependent reflection and absorption, a mosaic layer composed of birefringent domains with different azimuthal orientation can show the circular dichroism only when the following conditions are satisfied: (i) the domains are chiral, (ii) the layer, considered as a system of domains, is not enantiomorphous, (iii) the common absolute phase shift varies across the layer area. Structural conditions under which the nonscattered component is completely circularly polarized when the incident beam is linearly polarized or unpolarized are found. **Conclusion:** We have determined sufficient structural conditions for observation of the circular dichroism on mosaic birefringent layers.



Keywords: inhomogeneous birefringent layers, circular dichroism, generalized Mueller matrices, phase screen approximation, cholesteric liquid crystals, random planar alignment.

Acknowledgements: *The author is grateful to Dmitry A. Yakovlev for setting up the problem and helpful discussion.*

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 18-52-16025/18).

References

- Artega O., Kahr B. Characterization of homogenous depolarizing media based on Mueller matrix differential decomposition. *Opt. Lett.*, 2013, vol. 38, no. 7, pp. 1134–1136. DOI: 10.1364/OL.38.001134
- Artega O., Freudenthal J., Wang B., Kahr B. Mueller matrix polarimetry with four photoelastic modulators: theory and calibration. *Appl. Opt.*, 2012, vol. 51, no. 28, pp. 6805–6817. DOI: 10.1364/AO.51.006805
- Artega O., Canillas A. Measurement of the optical activity of anisotropic samples by transmission Mueller matrix Ellipsometry. *EPJ Web Conf.*, 2010, vol. 5, pp. 03001-p.1–03001-p.5. DOI: 10.1051/epjconf/20100503001
- Artega O. Natural optical activity vs circular Bragg reflection studied by mueller matrix ellipsometry. *Thin Solid Films*, 2016, vol. 617, pp. 14–19. DOI: 10.1016/j.tsf.2016.01.012
- Eguchi N., Goto H. Lyotropic liquid crystal electrochemical polymerization of thiophene-based monomers: polymerization in cholesteric liquid crystal and columnar phase. *Soft*, 2017, vol. 5, no. 2, pp. 9–19. DOI: 10.4236/soft.2017.52002
- Dong J., Kawabata K., Goto H. Synthesis and characterization of a novel donor-acceptor-donor chiral inducer and application in electrochemical polymerization. *J. Mater. Chem. C*, 2015, vol. 3, no. 9, pp. 2024–2032. DOI: 10.1039/C4TC02489C
- Vollick B., Kuo P.-Y., Alizadehgiashi M., Yan N., Kumacheva E. From structure to properties of composite films derived from cellulose manocrystals. *ACS Omega*, 2017, vol. 2, no. 9, pp. 5928–5934. DOI: 10.1021/acsomega.7b01119
- Cheng Z., Ye H., Cheng F., Li H., Ma Y., Zhang Q., Natan A., Mukhopadhyay A., Jiao Y., Li Y., Liu Y., Zhu H. Tuning chiral nematic pitch of bioinspired photonic films via coupling organic acid hydrolysis. *Adv. Mater. Interfaces*, 2019, vol. 6, no. 7, pp. 1802010-1–1802010-12. DOI: 10.1002/admi.201802010
- Mendoza-Galván A., Muñoz-Pineda E., Ribeiro S. J. L., Santos M. V., Järrendahl K., Arwin H. Mueller matrix spectroscopic ellipsometry study of chiral nanocrystalline cellulose films. *J. Opt.*, 2018, vol. 20, no. 2, pp. 024001-1–024001-10. DOI: 10.1088/2040-8986/aa9e7d
- Heinzmann U., Bustamante C., Kim K.-J., Gea-Banacloche J., Scully H., Snyder P. A., Schatz P. N., Rowe E. M., Newman C. D., May J. H., Allen F. S., Bickel W. S., Hall K., Wells K. S., Samori B., Maestre M. F., Tinoco I., Jr., Nicolini C., Salzman G. C., Grace W. K., McGregor D. M., Gregg C. T., Johnson W. C., Jr., Keller D., Moore D. S., Polavarapu P. L., Stevens E. S. *Applications of circularly polarized radiation using synchrotron and ordinary sources*. New York, Springer, 1985. 193 p.
- Coursault D., Zappone B., Coati A., Boulaoued A., Pelliser L., Limagne D., Boudet N., Ibrahim B. H., de Martino A., Alba M., Goldmann M., Garreau Y., Gallas B., Lacaze E. Self-organized arrays of dislocations in thin smectic liquid crystal films. *Soft Matter*, 2016, vol. 12, no. 3, pp. 678–688. DOI: 10.1039/C5SM02241J
- Sinichkin Yu. P., Spivak A. V., Yakovlev D. A. Simple parametric representations of the polarization optical properties of birefringent biological tissues in reflection polarization spectroscopy. *Opt. Spectrosc.*, 2009, vol. 107, no. 6, pp. 873–883. DOI: 10.1134/S0030400X09120078
- Sinichkin Yu. P., Spivak A. V., Yakovlev D. A. Effect of scattering anisotropy and material optical anisotropy of oriented fiber layers on the transmitted light polarization. *Opt. Spectrosc.*, 2010, vol. 109, no. 2, pp. 169–177. DOI: 10.1134/S0030400X10080047
- Backman V., Gurjar R., Badizadegan K., Itzkan I., Dasari R. R., Perelman L. T., Feld M. S. Polarized light scattering spectroscopy for quantitative measurement of epithelial cellular structures in situ. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 1999, vol. 5, no. 4, pp. 1019–1026. DOI: 10.1109/2944.796325
- Tuchin V. V., Wang L. V., Zimnyakov D. A. *Optical polarization in biomedical applications*. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 2006. 281 p.
- Yakovlev D. D., Sherman M. M., Yakovlev D. A. Electrically induced circular dichroism of multidomain layers of a long-pitch cholesteric liquid crystal. *Proc. SPIE*, 2014, vol. 9031, pp. 90311B-1–90311B-6. DOI: 10.1117/12.2052702
- Sherman M. M., Yakovlev D. A. Features of Light Transmission through Monolayer of Structurally Identical Anisotropic Domains with Random Azimuthal Orientation. *Opt. Spectrosc.*, 2010, vol. 109, no. 2, pp. 206–215. DOI: 10.1134/S0030400X10080059
- Yakovlev D. D., Yakovlev D. A. Scattering patterns of orthogonally polarized light components for statistically rotationally invariant mosaic birefringent layers. *Opt. Spectrosc.*, 2019, vol. 126, no. 3, pp. 245–256.
- Korotkova O., Wolf E. Effects of linear non-image forming devices on spectra and on coherence and polarization properties of stochastic electromagnetic beams: part I: general theory. *J. Mod. Opt.*, 2005, vol. 52, no. 18, pp. 2659–2671. DOI: 10.1080/09500340500334038
- Shirai T., Wolf E. Coherence and polarization of electromagnetic beams modulated by random phase screens and their changes on propagation in free space. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2004, vol. 21, no. 10, pp. 1907–1916. DOI: 10.1364/JOSAA.21.001907



21. Ostrovsky A. S., Hernández García E. Modulation of spatial coherence of optical field by means of liquid crystal light modulator. *Rev. Mex. Fis.*, 2005, vol. 51, no. 5, pp. 442–446.
22. Savenkov S. N., Grygoruk V. I., Muttiah R. S., Yush-tin K. E., Oberemok Y., Yakubchak V. V. Effective di-chroism in forward scattering by inhomogeneous bire-fringent medium. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 2009, vol. 110, no. 1–2, pp. 30–42. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2008.09.002
23. Luis A. Spatial-angular Mueller matrices. *Opt. Commun.*, 2006, vol. 263, no. 2, pp. 141–146. DOI: 10.1016/j.optcom.2006.01.045
24. Tervo J., Turunen J. Paraxial-domain diffractive elements with 100% efficiency based on polarization gratings. *Opt. Lett.* 2000, vol. 25, no. 11, pp. 785–786. DOI: 10.1364/OL.25.000785
25. Nikolova L., Ramanujam P. S. *Polarization Hologra-phy*. Cambridge, Cambridge University Press, 2009. 248 p.
26. Mi X.-D., Yang D.-K. Capillary filling of nematic liquid crystals. *Phys. Rev. E*, 1998, vol. 58, no. 2, pp. 1992–2000. DOI: 10.1063/1.333796
27. Yokoyama H., Kobayashi S., Kamei H. Role of sur-face adsorption in the surface-induced alignment of nematic liquid crystals on evaporated SiO films. *J. Appl. Phys.*, 1984, vol. 56, no. 10, pp. 2645–2654. DOI: 10.1063/1.333796
28. Yakovlev D. D. Characterization of and correcting for imperfections of compound zero-order waveplates for spectral polarization measurements. *Proc. of SPIE*, 2014, vol. 9031, pp. 90311C-1–90311C-5. DOI: 10.1117/12.2052702
29. Yakovlev D. A., Chigrinov V. G., Kwok H.-S. *Modeling and optimization of LCD optical performance*. Chiches-ter, J. Wiley & Sons. 2015. 554 p.
30. Desimpel C., Neyts K., Olivero D., Oldano C., de Boer D. K. G., Cortie R. Optical transmission model for thin two-dimensional layers. *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, 2004, vol. 422, no. 1, pp. 185/[455]–195/[465]. DOI: 10.1080/15421400490502526
31. Korotkova O., Wolf E. Generalized Stokes parameters of random electromagnetic beams. *Opt. Lett.*, 2005, vol. 30, no. 2, pp. 198–200. DOI: 10.1364/OL.30.000198
32. Korotkova O. Conservation laws for stochastic electro-magnetic free fields. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2008, vol. 10, no. 2, pp. 025003-1– 025003-5. DOI: 10.1088/1464-4258/10/2/025003
33. Korotkova O., Hoover B. G., Gamiz V. L., Wolf E. Coher-ence and polarization properties of far fields generated by quasi-homogeneous planar electromagnetic sources. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2005, vol. 22, no. 11, pp. 2547–2556. DOI: 10.1364/JOSAA.22.002547
34. Yang D. K., Doane J. W., Yaniv Z., Glasser J. Cholesteric reflective display: drive scheme and contrast. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, vol. 64, no. 15, pp. 1905–1907. DOI: 10.1063/1.111738
35. Kim K.-H., Jin H.-J., Park K.-H., Lee J.-H., Kim J. C., Yoon T.-H. Long-pitch cholesteric liquid crystal cell for switchable achromatic reflection. *Opt. Express*, 2010, vol. 18, no. 16, pp. 16745–16750. DOI: 10.1364/OE.18.016745
36. Yabe Y., Seo D.-Sh. Hysteresis behaviour of the ne-matic-cholesteric phase transition for liquid crystals on polyimide films without use of the rubbing technique. *Liq. Cryst.*, 1994, vol. 17, no. 6, pp. 847–854. DOI: 10.1080/02678299408035477

Cite this article as:

Yakovlev D. D. Structural Features of Statistically Rotationally Invariant Mosaic Birefringent Layers That Show Circular Dichroism. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 188–200 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-188-200>



ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

УДК 539.12

Минимальная кварк-лептон симметричная модель и ее проявления при низких энергиях

А. В. Поваров

Поваров Александр Владимирович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики, Ярославское высшее военное училище противовоздушной обороны, povarov272@mail.ru

Четырехцветовая симметрия кварков и лептонов предсказывает наряду с векторными лептокварками также и скалярные лептокварки. Если масштаб нарушения четырехцветовой симметрии связан с массами векторных лептокварков и, как было недавно показано, может быть порядка 100 ТэВ, то массы скалярных лептокварков могут быть значительно меньше. При исследовании ограничений на массы векторных лептокварков из лептонных распадов K_L^0 и B^0 , B_S^0 бозонов были получены численные значения матриц дополнительного фермионного смешивания. Целью работы является исследование, как эти данные по матрицам дополнительного фермионного смешивания могут повлиять на ограничения масс скалярных лептокварков. Для этого рассмотрены вклады скалярных лептокварков в аномальный магнитный момент мюона и магнитный момент нейтрино. В результате показано, что ограничения на массы скалярных лептокварков с электрическим зарядом $1/3$ меньше ограничений из прямых поисков, для скалярных лептокварков с электрическим зарядом $5/3$ не превышают 1 ТэВ, а для скалярных лептокварков с электрическим зарядом $2/3$ составляют порядка нескольких ТэВ.

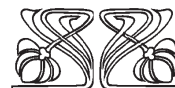
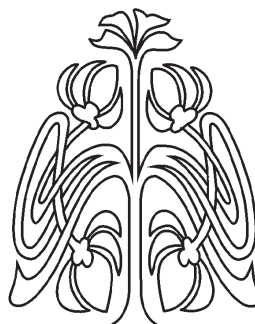
Ключевые слова: физика высоких энергий, стандартная модель, четырехцветовая симметрия, лептокварки, кварки, лептоны.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-201-209>

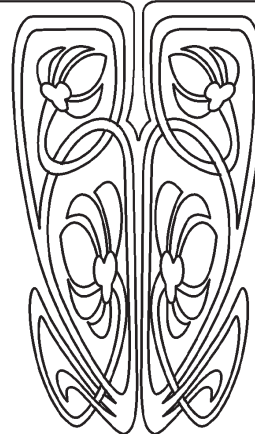
Введение

Одним из возможных вариантов новой физики за пределами Стандартной Модели является четырехцветовая симметрия между кварками и лептонами типа Папи–Салама [1]. Она предсказывает существование в калибровочном секторе новых частиц триплетов векторных лептокварков. Известные сильные ограничения на массы векторных лептокварков (более 1200 ТэВ), из не наблюдения распадов $K_L^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$, не учитывали фермионное смешивание. Поэтому принято считать, что эффекты четырехцветовой симметрии слишком слабы, чтобы проявить себя на существующих ускорителях.

Как недавно было показано в работах [2, 3], нижняя граница масс векторного лептокварка при учете фермионного смешивания может быть снижена до 100 ТэВ, при этом получена фиксация матриц дополнительного фермионного смешивания $K_2^{L,R}$. Однако проявления четырехцветовой симметрии возможны при гораздо меньших энергиях (порядка 1 Тэв). Так, известны ограничения на массы скалярных лептокварков, предсказываемых моделью из S -, T -, U -параметров [4], из экспериментов по аномальному магнитно-



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ





му моменту мюона [5] и магнитному моменту нейтрино [6]. Полученные ограничения зависят от матриц дополнительного фермионного смешивания, поэтому важно проверить сохраняются ли такие низкие ограничения при фиксации значений матриц дополнительного смешивания [2, 3].

1. Модель

Минимальная четырехцветовая кварк-лептон симметричная модель (МКЛС-модель) [7, 8] является наиболее экономным в смысле числа вводимых новых калибровочных полей расширением стандартной модели (СМ), содержащим четырехцветовую симметрию. Она основана на группе

$$SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1) \quad (1)$$

как на минимальной группе, объединяющей симметрию СМ и четырехцветовую симметрию кварков и лептонов. После спонтанного нарушения эта группа в дополнение к калибровочным полям СМ порождает два триплета $V_{\alpha\mu}^{\pm}$ ($\alpha = 1, 2, 3$) массивных векторных лептокварков с зарядом $\pm 2/3$ и дополнительный массивный нейтральный Z' -бозон.

Взаимодействие векторных лептокварков с фермионами можно записать в следующем модельно независимом виде:

$$L_{\psi}^V = \frac{g_A}{\sqrt{2}} (V_{\alpha\mu} J_{\mu}^V + h.c.), \quad (2)$$

$$J_{\alpha\mu}^V = \bar{Q}_{p\alpha} (\gamma_{\mu} (g_{AV} + g_{AA} \gamma_5) l_{pq}) l_{qa}, \quad (3)$$

где $f_{pa} = Q_{p\alpha\alpha} l_{pa}$, $\alpha=1, 2, 3$ – $SU_C(3)$ – цветовой индекс, $p, q = 1, 2, 3, \dots$ – номер поколений, $a = 1, 2$ – $SU_L(2)$ индекс.

Поскольку в общем случае базисные кварковые и лептонные поля $Q_{p\alpha}^{L,R}, l_{pa}^{L,R}$ могут выражаться через физические поля $Q_{p\alpha}^{L,R}, l_{pa}^{L,R}$ в виде суперпозиций

$$\begin{aligned} Q_{p\alpha}^{L,R} &= \sum_q (A_{Q_a}^{L,R})_{pq} Q_{q\alpha}^{L,R}, \\ l_{pa}^{L,R} &= \sum_q (A_{l_a}^{L,R})_{pq} l_{qa}^{L,R}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_{f_a}^{L,R}$ – унитарные матрицы, то входящие в (3) константы g_{AV}, g_{AA} являются, вообще говоря, матрицами по индексам поколений

$$(g_{AV,A})_{pq} = ((K_2^L)_{pq} \pm (K_2^R)_{pq})/2.$$

Четыре унитарные матрицы $K_a^{L,R} = (A_{Q_a}^{L,R})^+ A_{l_a}^{L,R}$, $a=1, 2$, специфичны для моделей с четырехцветовой кварк-лептонной симметрией и описывают возникающее в этом случае смешивание (нижних при $a = 2$) фермионов в лепто-

кварковых токах. Отметим, что хотя группа (1) является векторной, взаимодействие (2), вообще говоря, не имеет чисто векторного характера из-за возможного различия матриц смешивания в (4) для левых и правых кварков и лептонов. Частный случай чисто векторного взаимодействия в (2) при $K_2^L = K_2^R$ рассматривался в работах [9–11].

2. Скалярный сектор модели

В работах [7, 8] был предложен подход, основанный на хиггсовском механизме расщепления масс кварков и лептонов. В этом подходе наряду с $SU_V(4)$ -инвариантным скалярным дублетом $\Phi_a^{(2)}$, $a = 1, 2$, преобразующимся по представлению (1,2,1) группы $SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1)$, вводится мультиплет полей $\Phi_{ja}^{(3)}$, $j = 1, 2, \dots, 15$, преобразующийся по представлению (15,2,1). Для придания масс векторным лептокваркам и Z' -бозону используются мультиплеты $\Phi_A^{(1)}$, $A=1, 2, 3, 4$ и $\Phi_j^{(4)}$, преобразующие по представлениям (4,1,1) и (15,1,0) группы $SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1)$.

Скалярные мультиплеты МКЛС-модели можно представить в виде

$$(4,1,1): \Phi^{(1)} = \begin{pmatrix} S_{\alpha}^{(1)} \\ \eta_1 + \chi^{(1)} + i\omega^{(1)} \\ \sqrt{2} \end{pmatrix},$$

$$(1,2,1): \Phi_a^{(2)} = \delta_{a2} \frac{\eta_2}{\sqrt{2}} + \Phi_a^{(1)},$$

$$(15,2,1): \Phi_a^{(3)} = \begin{pmatrix} (F_a)_{\alpha\beta} & S_{\alpha\alpha}^{(+)} \\ S_{\alpha\beta}^{(-)} & 0 \end{pmatrix} + \Phi_{15,a}^{(3)} t_{15},$$

$$(15,1,0): \Phi^{(4)} = \begin{pmatrix} F_{\alpha\beta}^{(4)} & S_{\alpha}^{(4)}/\sqrt{2} \\ S_{\beta}^{*(4)}/\sqrt{2} & 0 \end{pmatrix} + (\eta_4 + \chi^{(4)}) t_{15}.$$

Здесь $\Phi_{15,a}^{(3)} = \delta_{a2} \eta_3 + \phi_{15,a}^{(3)}$, $\eta_1, \eta_2, \eta_3, \eta_4$ – вакуумные средние, t_{15} – 15-й генератор $SU_V(4)$ -группы, $a = 1, 2$ – $SU_L(2)$ -индекс и $\alpha, \beta = 1, 2, 3$ – $SU_C(3)$ цветковые индексы.

Мультиплет $\Phi^{(3)}$ содержит два дублета скалярных лептокварков $S_{\alpha\alpha}^{(\pm)}$ с гиперзарядом $Y_S^{SM} = 1 \pm 4/3$, восемь дублетов скалярных глюонов $F_{ja}, j = 1, 2, \dots, 8$, с $Y^{SM} = 1$ и дублет $\Phi_{15,a}^{(3)}$, который, смешиваясь с дублетом $\Phi_a^{(2)}$, образует стандартный дублет $\Phi_a^{(SM)}$,

$$\Phi_a^{(SM)} = \Phi_a^{(2)} \cos \beta + \Phi_{15,a}^{(3)} \sin \beta,$$

с вакуумным средним стандартной модели



$\eta = \sqrt{\eta_2^2 + \eta_3^2} = (\sqrt{2} G_F)^{-\frac{1}{2}} \approx 250$ ГэВ и дополнительный скалярный дублет

$$\Phi' = -\Phi_a^{(2)} \sin \beta + \Phi_{15,a}^{(3)} \cos \beta,$$

здесь угол β определяется отношением вакуумных средних как $\text{tg} \beta = \eta_3 / \eta_2$

$$\Phi^{(\text{SM})} = \left(\frac{\Phi_1^{(\text{SM})}}{\frac{\eta + \chi^{(\text{SM})} + i\omega}{\sqrt{2}}} \right), \quad \Phi' = \left(\frac{\Phi'_1}{\sqrt{2}} \right).$$

В дополнение к голдстоуновским модам стандартной модели $\Phi_1^{(\text{SM})}$ и ω голдстоуновскими модами являются также $\omega^{(1)}$ и

$$S_0 = \left[-\frac{\eta_1}{2} S^{(1)} + \sqrt{\frac{2}{3}} (\eta_3 \frac{S_2^{(+)} + S_2^{*(-)}}{\sqrt{2}} + \eta_4 S^{(4)}) \right] / \sqrt{\frac{\eta_1^2}{4} + \frac{2}{3} (\eta_3^2 + \eta_4^2)}, \quad (5)$$

связанные с нарушением четырехцветовой симметрии.

Входящие в (5) лепто-кварковые поля можно представить в виде суперпозиций голдстоуновской моды S_0 и ортогональных к ней физических полей S_1, S_2, S_3 с электрическим зарядом $2/3$ в виде

$$S_2^{(+)} = \sum_k C_k^{(+)} S_k, \quad S_2^{*(-)} = \sum_k C_k^{(-)} S_k, \\ S^{(1)} = \sum_k C_k^{(1)} S_k, \quad S^{(4)} = \sum_k C_k^{(4)} S_k,$$

где $C_k^{(\pm)}, C_k^{(1)}, C_k^{(4)}$, $k=0,1,2,3$ – элементы унитарной 4×4 матрицы смешивания скалярных лепто-кварков. Отметим, что примесь голдстоуновской моды S_0 к нижним компонентам дублетов достаточно слабая

$$\left| C_0^{(\pm)} \right|^2 = \frac{2}{3} \frac{\eta_3^2}{\left(\frac{\eta_1^2}{4} + \frac{2}{3} (\eta_3^2 + \eta_4^2) \right)} = \frac{2}{3} g_4^2 \frac{\eta_3^2}{m_V^2} = \\ = \frac{2}{3} g_4^2 \frac{\eta^2 \sin^2 \beta}{m_V^2} = \xi^2 \sin^2 \beta \ll 1,$$

где g_4 – $SU_V(4)$ – калибровочная константа, η_3 – вакуумное среднее мультиплета (15,2,1), m_V – масса векторного лепто-кварка, так $\xi^2 < 10^{-6}$ при $m_V = 100$ ТэВ. Нужно отметить, что $C_0^{(+)} = C_0^{(-)}$.

В унитарной калибровке голдстоуновские моды исключаются:

$$\Phi_1^{(\text{SM})} = 0, \quad \omega = 0, \quad \omega^{(1)} = 0, \quad S_0 = 0,$$

и физическими полями являются: стандартное хиггсовское поле $\chi^{(\text{SM})}$, дополнительный $SU_C(3)$ – бесцветный дублет Φ' , два триплета верхних

лепто-кварков $S_{1\alpha}^{(+)}, S_{1\alpha}^{(-)}$ с электрическими зарядами $5/3$ и $1/3$, три скалярных лепто-кварка S_k , $k=1,2,3$, с электрическим зарядом $2/3$, восемь дублетов скалярных глюонов F_{ja} , а также октет скалярных глюонов $F_j^{(4)}$ и $SU_C(3)$ – бесцветные поля $\chi^{(1)}$ и $\chi^{(4)}$.

3. Взаимодействия

Взаимодействие скалярных лепто-кварков с фермионами можно записать в виде

$$L_{S_1^{(+)} u_i l_j} = \bar{u}_{i\alpha} [(h_+^L)_{ij} P_L + (h_+^R)_{ij} P_R] l_j S_{1\alpha}^{(+)} + \text{h. c.}, \\ L_{S_1^{(-)} \nu_i d_j} = \bar{\nu}_{i\alpha} [(h_-^L)_{ij} P_L + (h_-^R)_{ij} P_R] d_j S_{1\alpha}^{(-)} + \text{h. c.}, \\ L_{S_k u_i \nu_j} = \bar{u}_{i\alpha} [(h_{1k}^L)_{ij} P_L + (h_{1k}^R)_{ij} P_R] \nu_j S_{k\alpha} + \text{h. c.}, \\ L_{S_k d_i j} = \bar{d}_{i\alpha} [(h_{2k}^L)_{ij} P_L + (h_{2k}^R)_{ij} P_R] l_j S_{k\alpha} + \text{h. c.}, \quad (6)$$

где $P_{L,R} = \frac{1 \pm \gamma_5}{2}$ – левый и правый проекционный операторы, $(h_{\pm}^{L,R})_{ij}$ и $(h_{ak}^{L,R})_{ij}$ – феноменологические константы взаимодействия, i, j – индексы поколений. В результате хиггсовского механизма генерации масс кварков и лептонов общий вид юкавского взаимодействия в МКЛС-модели дает для констант взаимодействия в (6) выражения [12, 13]

$$(h_+^L)_{ij} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [m_{u_i} (K_1^L C_1)_{ij} - (K_1^R)_{ik} m_{\nu_i} (C_1)_{kj}], \\ (h_+^R)_{ij} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [(C_Q)_{ik} m_{d_k} (K_2^R)_{kj} - m_{l_j} (C_Q K_2^L)_{ij}], \\ (h_-^L)_{ij} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [(K_1^{+R})_{ik} m_{u_k} (C_Q)_{kj} - m_{\nu_j} (K_1^{+L} C_Q)_{ij}], \\ (h_-^R)_{ij} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [(C_l K_2^{+L})_{ij} m_{d_j} - (C_l)_{ik} m_{l_k} (K_2^{+R})_{kj}], \\ (h_{1k}^{L,R})_{ij} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [m_{u_i} (K_1^{L,R})_{ij} - (K_1^{R,L})_{ij} m_{\nu_j}] C_k^{(\pm)}, \\ (h_{2k}^{L,R})_{ij} = -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{1}{\eta \sin \beta} [m_{d_i} (K_2^{L,R})_{ij} - (K_2^{R,L})_{ij} m_{l_j}] C_k^{(\mp)}, \quad [7]$$

где $m_{u_i}, m_{d_i}, m_{l_i}, m_{\nu_i}$ – массы кварков, заряженных лептонов и нейтрино, β – угол $\Phi_{15,a}^{(3)} - \Phi_a^{(2)}$ смешивания, $C_Q = (A_{Q_1}^L)^+ A_{Q_2}^L$ – матрица Кабиббо–Кобаяши–Москава, $C_l = (A_{l_1}^L)^+ A_{l_2}^L$ – аналогичная матрица в лептонном секторе, $K_a^{L,R} = (A_{Q_a}^{L,R})^+ A_a^{L,R}$ – матрицы дополнительно-



го фермионного смешивания, специфичные для четырехцветовой симметрии кварков и лептонов.

Легко увидеть, что константы (7) содержат слагаемые, пропорциональные массе t -кварка, которые дают основной вклад в численное значение, так что константами с наибольшими значениями являются

$$\begin{aligned} (h_{\pm}^L)_{3j} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m_t}{\eta \sin \beta} (K_1^L C_l)_{3j}, \\ (h_{\pm}^L)_{i3} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m_t}{\eta \sin \beta} (K_1^{+R})_{i3} (C_Q)_{33}, \\ (h_{1k}^{L,R})_{3j} &= -\sqrt{\frac{3}{2}} \frac{m_t}{\eta \sin \beta} (K_1^{L,R})_{3j} C_k^{(\pm)}. \end{aligned} \quad (8)$$

В результате из всех возможных взаимодействий доминирующими являются взаимодействия кварков третьего поколения с заряженными лептонами $l_j = e, \mu, \tau$ или нейтрино.

4. Аномальный магнитный момент мюона

Аномальный магнитный момент мюона (АМММ) вычисляется как магнитный форм-фактор $g(0)$, взятый при $p = 0$, где p – 4-импульс фотона. Вклады скалярных лептокварков в АМММ определяются двумя диаграммами, изображенными на рис. 1. Вклады в АМММ могут давать скалярные лептокварки S_k с электрическим зарядом $2/3$ и скалярный лептокварк $S_1^{(+)}$ с электрическим зарядом $5/3$.

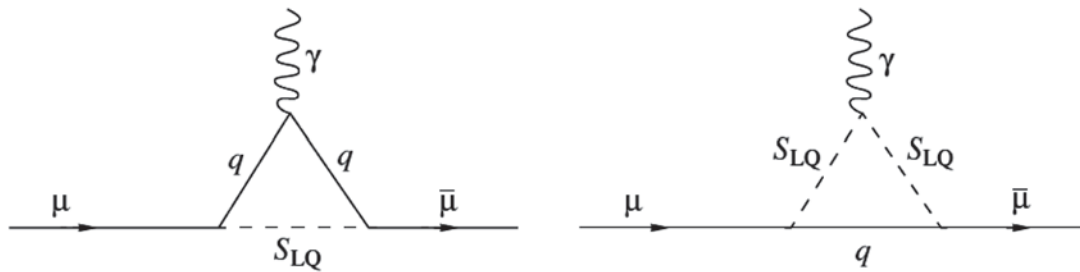


Рис. 1. Диаграммы, описывающие вклад скалярных лептокварков в АМММ, здесь введены следующие обозначения: $q = u_i(d_i)$ – верхний (нижний) кварк i -го поколения, $S_{LQ} = S_1^{(+)} (S_k)$ – соответствующий им скалярный лептокварк

Fig. 1. Diagrams describing the contributions of scalar leptoquarks to AMMM, here we introduce the following notations: $q = u_i(d_i)$ – the up (down) quark of the i -th generation, $S_{LQ} = S_1^{(+)} (S_k)$ – the corresponding scalar

Наибольший вклад от скалярных лептокварков в АМММ будет, когда в петле вместе с лептокварком находится кварк 3-го поколения, для $S_1^{(+)}$ это t -кварк, а для S_k – b -кварк.

Подробные вычисления были проведены в [5].

Суммарному однопетлевому вкладу диаграмм (см. рис. 1) в общем случае соответствует

$$\begin{aligned} \delta a_\mu &= -\frac{N_c m_\mu^2}{16\pi^2 m_{LQ}^2} \left[(Q_i F_5(x) - Q_S F_2(x)) (|(h^L)_{i2}|^2 + |(h^R)_{i2}|^2) + \right. \\ &\left. + \frac{m_i}{m_\mu} (Q_i F_6(x) - Q_S F_3(x)) \left(\frac{(h^L)_{2i}^+ (h^R)_{i2} + (h^R)_{2i}^+ (h^L)_{i2}}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

где $N_c = 3$ – цветовой фактор, Q_i – заряд кварка q_i в петле ($2/3$ для t -кварка и $-1/3$ для b -кварка), Q_S – электронный заряд лептокварка в петле ($5/3$

для $S_1^{(+)}$ и $-2/3$ для S_k), m_μ, m_i – массы мюона и q_i -кварка, m_{LQ} – масса скалярного лептокварка, $h^{L,R}$ – константы взаимодействия в форме (7),

$$F_2(x) = \frac{1}{6(1-x)^4} (1 - 6x + 3x^2 + 2x^3 - 6x^2 \ln x),$$

$$F_3(x) = \frac{1}{(1-x)^3} (1 - x^2 + 2x \ln x),$$



$$F_5(x) = \frac{1}{6(1-x)^4} (2 + 3x - 6x^2 + x^3 - 6x \ln x),$$

$$F_6(x) = \frac{1}{(1-x)^3} (-3 + 4x - x^2 - 2 \ln x)$$

и $x = m_q^2/m_{LQ}^2$.

Рассмотрим лидирующие вклады в АМММ от скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$. В этом случае выражение (9) при учете констант (8) будет иметь вид

$$\delta a_\mu = \frac{3N_c m_\mu^2}{32\pi m_{S_1^{(+)}}^2} \frac{m_t^2 m_b}{\eta^2 m_\mu} (Q_t F_6(x) - Q_S F_3(x)) k. \quad (10)$$

где $k = \frac{(K_1^L C_l)_{32}^* (K_2^R)_{32} + (K_2^R)_{32}^* (K_1^L C_l)_{32}}{2 \sin^2 \beta}$ –

параметр смешивания модели и $x = m_t^2/m_{S_1^{(+)}}^2$.

Подставляя численные значения в выражение (10), получаем:

$$\delta a_\mu = 1910 \cdot 10^{-10} x (Q_t F_6(x) - Q_S F_3(x)) k.$$

Для сравнения по экспериментальным данным [14] имеем

$$19.2 \cdot 10^{-10} < \delta a_\mu < 34.4 \cdot 10^{-10}. \quad (11)$$

Параметр смешивания модели k содержит неизвестные матричные элементы $(K_1^L)_{ij}$ допол-

нительного фермионного смешивания для верхних фермионов, на которые, сейчас, нет ограничений и $0 < (K_1^{L,R})_{ij} < 1$. На угол смешивания β есть единственное ограничение из применимости теории возмущений к константам взаимодействия с t -кварком $\frac{h^2}{4\pi} \sim \frac{3m_t^2}{8\pi\eta^2 \sin^2 \beta} < 1$, откуда следует, что $\sin \beta > 0.25$. В работе [3] минимальные значения масс векторных лептокварков были получены при фитировании углов матриц дополнительного фермионного смешивания, откуда, в частности, $(K_2^R)_{32} = 0.92$ (однако можно выбрать параметры смешивания так, чтобы $(K_2^R)_{32} = 0$ и при этом масса векторного лептокварка несильно отличалась от минимального значения).

Ограничения на массу скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ из АМММ при различных значениях параметра k показаны на рис. 2. Видно, что ограничения на массу $S_1^{(+)}$ могут быть меньше 1 ТэВ (а в случае $(K_2^R)_{32} = 0$ их нет).

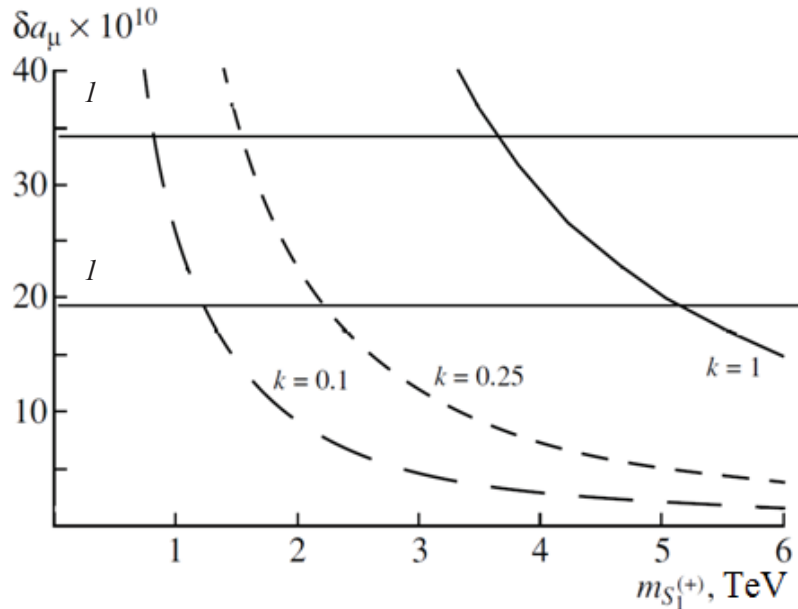


Рис. 2. Зависимость δa_μ от $m_{S_1^{(+)}}$ для различных значений параметра $k = 1, 0.25, 0.1$. Горизонтальными линиями I обозначены экспериментальные пределы (11)

Fig. 2. Dependence δa_μ on $m_{S_1^{(+)}}$ for different values of $k = 1, 0.25, 0.1$. Horizontal lines I indicate experimental limits (11)



Предположим для простоты вырождение масс у скалярных лептокварков S_k (что в общем случае не обязательно), тогда мы можем из-

бавиться от неизвестных элементов матрицы лептокваркового смешивания $C_k^{(\pm)}$. По условию унитарности

$$\sum_k^4 C_k^{(\pm)+} C_k^{(\mp)} = 0, \quad \sum_k^3 C_k^{(\pm)+} C_k^{(\mp)} = -C_0^{(\pm)+} C_0^{(\mp)} = -\xi^2 \sin^2 \beta \quad (12)$$

и, следовательно,

$$\delta a_\mu = -\frac{3N_c}{32\pi^2} \frac{m_\mu^2 m_b}{\eta^2 m_\mu} \xi^2 x_k (Q_b F_6(x_k) - Q_S F_3(x_k)) k_b,$$

$$k_b = \frac{(K_2^L)^*_{32} (K_2^R)_{32} + (K_2^R)^*_{32} (K_2^L)_{32}}{2}.$$

Тогда

$$\delta a_\mu = -1910 \times 10^{-10} \xi^2 x_k (Q_b F_6(x_k) - Q_S F_3(x_k)) k_b,$$

где оцениваем входящие в выражение параметры как $x_k = m_b^2/m_{S_k}^2 < 10^{-5}$, что справедливо при $m_{S_k} > 0.85$ ТэВ, и $\xi^2 < 10^{-6}$, что справедливо при $m_V > 100$ ТэВ, выражение в скобках меньше 10 (для масс скалярных лептокварков до 1 ТэВ), а $|k_b| < 1$ (например, 0.84 или 0 для двух рассматриваемых выше случаев). Как видно, вклад ТэВных вырожденных по массе скалярных лептокварков S_k дает очень малое значение ($\delta a_\mu \sim 10^{-18}$), откуда следует, что ограничения на массы вырожденных скалярных лептокварков S_k из АМММ много меньше ограничений из прямых поисков 850 ГэВ [14].

В случае отсутствия вырождения по массе у скалярных лептокварков S_k можно оценить вклад легчайшего состояния. Этот вклад составит $\sim 10^{-7} x_k k_{bk}$, где параметр смешивания $k_{bk} \leq 25$, но в него входят кроме матричных элементов дополнительного фермионного смешивания $K_2^{L,R}$ еще и матричные элементы лептокваркового смешивания $C_k^{(\pm)}$, при этом

$x_k < 10^{-5}$. При любых значениях k_{bk} ограничение на массу скалярного лептокварка становится меньше экспериментального предела, следующего из прямых поисков (существующий экспериментальный предел на массу скалярного лептокварка третьего поколения с $Q = 2/3$ порядка 850 ГэВ [14]).

5. Магнитный момент нейтрино

Магнитный момент нейтрино (ММН) определим как магнитный формфактор $g(q^2)$, взятый при $q^2 = 0$. Вкладу скалярных лептокварков в ММН соответствуют две диаграммы, аналогичные вкладу в аномальный магнитный момент мюона (см. рис. 1), где надо заменить мюон на нейтрино. При этом в петле могут быть S_k и t -кварк или $S_1^{(-)}$ и b -кварк.

Общий вид магнитного момента нейтрино ν_i в однопетлевом приближении, полученный в работе [6], обусловленный вкладом скалярного лептокварка и q_j -кварка в петле, можно представить как

$$\mu_i = -\frac{N_c m_e}{16\pi^2 m_{LQ}^2} \mu_B \left[m_{\nu_i} (Q_j F_5(x) - Q_S F_2(x)) (|(h^L)_{ji}|^2 + |(h^R)_{ji}|^2) + m_j (Q_j F_6(x) - Q_S F_3(x)) \left(\frac{(h^L)_{ij}^+ (h^R)_{ij} + (h^R)_{ij}^+ (h^L)_{ij}}{2} \right) \right], \quad (13)$$

где Q_j – заряд кварка, Q_S – заряд скалярного лептокварка, m_{ν_i} – масса нейтрино, m_{LQ} – масса скалярного лептокварка, m_j – масса q_j -кварка, μ_B – магнетон Бора, $h^{L,R}$ – константы взаимодействия в форме (7) и $x = m_j^2/m_{LQ}^2$.

Первое слагаемое в (13) пропорционально массе нейтрино и является достаточно малым, оно соответствует вкладам киральных леп-

токварков, тогда как второе слагаемое в (13) пропорционально массе q_j -кварка в петле, оно значительно больше первого и соответствует вкладу некиральных лептокварков.

Вклад от скалярных лептокварков S_k с зарядом $2/3$ в магнитный момент нейтрино преобладает над вкладом скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ с зарядом $-1/3$, так как он содержит t -кварк в петле и обе



константы пропорциональны массе t -кварка (8), в то время как лептокварк $S_1^{(-)}$ содержит b -кварк в петле и одна из его констант пропорциональна массе t -кварка, а другая – b -кварка (7). Поэтому вклад скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ в магнитный момент нейтрино в $(m_t/m_b)^2$ раз меньше, чем у S_k .

Окончательный вид магнитного момента нейтрино, где учтен вид констант (7), (8) для скалярных лептокварков S_k (пренебрегая первым слагаемым с массой нейтрино в (13)) после подстановки численных значений известных параметров и масс можно записать как

$$\mu_i = -4 \cdot 10^{-8} \mu_B \sum_{k=1}^3 x_k (Q_j F_6(x_k) - Q_S F_3(x_k)) k_{ik}, \quad (14)$$

$$k_{ik} = \frac{(K_1^R)^+_{i3} (K_1^L)^+_{3i} c_k^{(+)+} c_k^{(-)} + (K_1^L)^+_{i3} (K_1^R)^+_{3i} c_k^{(-)+} c_k^{(+)}}{2},$$

где $x_k = m_t^2/m_{S_k}^2$.

Для упрощения вычислений рассмотрим вырождение масс у скалярных лептокварков S_k . Для этого воспользуемся выражением (12) и тем, что $x = m_t^2/m_{S_k}^2 < 0.04$, что справедливо при $m_{S_k} > 0.85$ ТэВ для скалярного лептокварка третьего поколения с $Q = 2/3$ [14] и $\xi^2 = 10^{-6}$. Тогда запишем:

$$\mu_i = 7,6 \cdot 10^{-14} \mu_B x (Q_j F_6(x) - Q_S F_3(x)) k_i,$$

$$k_i = \frac{(K_1^R)^+_{i3} (K_1^L)^+_{3i} + (K_1^L)^+_{i3} (K_1^R)^+_{3i}}{2}.$$

Сравнивая с астрофизическим ограничением на магнитный момент нейтрино

$$\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12} \mu_B, \quad (15)$$

получаем нижнюю границу для массы лептоквар-

ков меньше существующих экспериментальных ограничений для скалярного лептокварка третьего поколения с $Q = 2/3$ $m_{S_k} > 0.85$ ТэВ [14].

В случае отсутствия вырождения масс у скалярных лептокварков S_k , исходя из (14), где надо опустить суммирование по k , и (15), получим пределы для масс легчайшего скалярного лептокварка. На рис. 3 показан вклад легчайшего по массе скалярного лептокварка S_k в магнитный момент нейтрино при различных значениях параметра k_{ik} . Видно, что масса легчайшего скалярного лептокварка S_k может быть значительно меньше 100 ТэВ.

Поскольку вклад скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ с электрическим зарядом $1/3$ в магнитный момент нейтрино в $(m_t/m_b)^2$ раз меньше, чем у лептокварков S_k с электрическим зарядом $2/3$, то и ограничения на его массу значительно слабее.

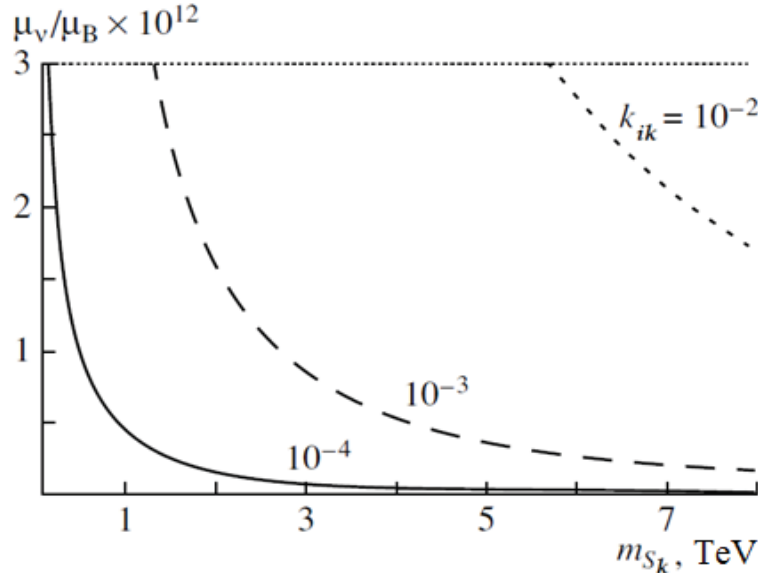


Рис. 3. Зависимость μ_ν/μ_B от массы скалярного лептокварка S_k при различных значениях k_{ik} . Горизонтальной линией показан астрофизический предел $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$

Fig. 3. Dependence of μ_ν/μ_B on the mass of scalar leptoquark S_k at different values of k_{ik} . The horizontal line shows the astrophysical limit $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12} \mu_B$



Подставляя численный фактор $(m_t/m_b)^2 \sim 5.8 \cdot 10^{-4}$ в (14) и учитывая, что $x = m_b^2/m_{S_1^{(-)}}^2 < 5 \cdot 10^{-5}$ (существующий экспериментальный предел на массу скалярного лептокварка третьего поколения с $Q=1/3$ дает $m_{S_1^{(-)}} > 625$ ГэВ [14]), получим $\mu_{\nu}^{S_1^{(-)}} < 10^{-16} \mu_B k^{(-)}$. Откуда следует, что при любом возможном значении параметра $k^{(-)}$ вклад скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ в магнитный момент нейтрино меньше ограничения (15). Следовательно, оценка на массу скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ из ММН слабее существующих экспериментальных ограничений из прямых поисков.

Заключение

Рассмотрены ограничения на массы скалярных лептокварков, которые можно получить из аномального магнитного момента мюона и магнитного момента нейтрино. Показано, что скалярные лептокварки в МКЛС-модели с учетом известных значений матриц дополнительного смешивания $K_2^{L,R}$ могут иметь массы много меньше, чем у векторных лептокварков. Так, ограничения на массу для скалярных лептокварков с $Q = 1/3$ слабее, чем из прямых поисков $m_{S_1^{(-)}} > 625$ ГэВ, для скалярных лептокварков с $Q = 2/3$ и $Q = 5/3$ ограничения составляют порядка нескольких ТэВ. Поэтому проявления четырехцветовой симметрии возможны на масштабе ТэВных энергий и их поиски остаются актуальной задачей.

Список литературы

1. *Pati J. C., Salam A.* Lepton Number as the Fourth Color // *Phys. Rev. D.* 1974. Vol. 10. P. 275–289. DOI: 10.1103/PhysRevD.10.275
2. *Smirnov A. D.* Vector leptoquark mass limits and branching ratios of $K_L^0, B^0, B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ decays with account of fermion mixing in leptoquark currents // *Mod. Phys. Lett. A.* 2018. Vol. 33, № 3. 1850019 (12 pages).
3. *Поваров А. В.* Ограничения на массы векторных лептокварков из распадов $K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ и $B^0, B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ // Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16, № 1. С. 7–13.
4. *Smirnov A. D.* Bounds on scalar leptoquark and scalar gluon masses from S, T, U in the minimal four color symmetry model // *Phys. Lett. B.* 2002. Vol. 531, № 3–4. P. 237–244.
5. *Поваров А. В.* Оценка массы скалярных лептокварков из аномального магнитного момента мюона в модели с четырехцветовой симметрией // *ЯФ.* 2006. Т. 69, вып. 5. С. 903–910.
6. *Поваров А. В.* Вклады скалярных лептокварков в магнитный момент нейтрино // *ЯФ.* 2007. Т. 70, вып. 5. С. 905–911.
7. *Smirnov A. D.* The Minimal Quark-Lepton Symmetry Model and the Limit on Z -Prime Mass // *Phys. Lett. B.* 1995. Vol. 346. P. 297–302.
8. *Смирнов А. Д.* Минимальная четырехцветовая кварк-лептон-симметричная модель и ее ограничения на массу Z' -бозона // *ЯФ.* 1995. Т. 58. С. 2252–2258.
9. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* Vector Leptoquarks Could Be Rather Light? // *Phys. Lett. B.* 1994. Vol. 329. P. 295–299.
10. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* New type of mixing in the minimal quark-lepton symmetry and a lower bound on the vector leptoquark mass // *Phys. Atom. Nucl.* 1995. Vol. 58. P. 2113–2119.
11. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V., Serghienko A. V.* The Third Type of Fermion Mixing in the Lepton and Quark Interactions with Leptoquarks // *International Journal of Modern Physics A.* 2012. Vol. 27. 1250062-1–1250062-19.
12. *Поваров А. В., Попов П. Ю., Смирнов А. Д.* Доминирующие распады скалярных лептокварков и скалярных глюонов в минимальной модели с четырехцветовой симметрией // *ЯФ.* 2007. Т. 70, вып. 4. С. 771–779.
13. *Popov P. Y., Povarov A. V., Smirnov A. D.* Fermionic decays of scalar leptoquarks and scalar gluons in the minimal four color symmetry model // *Mod. Phys. Lett. A.* 2005. Vol. 20, № 39. P. 3003–3012. DOI: 10.1142/S0217732305019109
14. *Tanabashi M. et al.* (Particle Data Group) // *Phys. Rev. D.* 2018. Vol. 98. 030001 (1898 pages). DOI:10.1103/PhysRevD.98.030001

Образец для цитирования:

Поваров А. В. Минимальная кварк-лептон симметричная модель и ее проявления при низких энергиях // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика.* 2019. Т. 19, вып. 3. С. 201–209. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-201-209>

Minimal Quark-Lepton Symmetry Model and Its Manifestations at Low Energies

A. V. Povarov

Aleksander V. Povarov, <https://orcid.org/0000-0001-5838-0227>, Federal Educational institution of higher professional education

“Yaroslavl Higher Military Institute of the Air Defense” of the Ministry of Defense of the Russian Federation, 28 Moscow avenue, Yaroslavl 150001, Russian, povarov272@mail.ru

Background and Objectives: The four color symmetry of quarks and leptons predicts scalar leptoquarks along with vector leptoquarks.



If the scale of the violation of four-color symmetry is associated with the masses of vector leptoquarks and, as recently shown, can be about 100 TeV, the mass of scalar leptoquarks can be much smaller. Numerical values of additional fermionic mixing matrices were obtained in the study of restrictions on the mass of vector leptoquarks from leptonic decays K_L^0 and B^0, B_S^0 bosons. The aim of the work is to study how these data on the matrices of additional fermionic mixing can affect the restrictions of the masses of scalar leptoquarks. **Materials and Methods:** For this purpose, the contributions of scalar leptoquarks to the anomalous magnetic moment of the muon and the magnetic moment of the neutrino are considered. **Results:** As a result, it is shown that the restrictions on the masses of scalar leptoquarks with an electric charge $1/3$ are less than the restrictions from direct searches, for scalar leptoquarks with an electric charge $5/3$ do not exceed 1 TeV, and for scalar leptoquarks with an electric charge $2/3$ are about several TeV. **Keywords:** high energy physics, Standard Model, four color symmetry, leptoquarks, quarks, leptons.

References

1. Pati J. C., Salam A. Lepton Number as the Fourth Color. *Phys. Rev. D.*, 1974, vol. 10, pp. 275–289. DOI: 10.1103/PhysRevD.10.275
2. Smirnov A. D. Vector leptoquark mass limits and branching ratios of $K_L^0, B^0, B_S^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ decays with account of fermion mixing in leptoquark currents. *Mod. Phys. Lett. A*, 2018, vol. 33, no. 3, 1850019 (12 pages).
3. Povarov A. V. The Constraints on the Masses of the Vector Leptoquarks from the Decays $K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ and $B^0, B_S^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$. *Physics of Particles and Nuclei Letters*, 2019, vol. 16, no. 1, pp. 1–5 (in Russian).
4. Smirnov A. D. Bounds on scalar leptoquark and scalar gluon masses from S, T, U in the minimal four color symmetry model. *Phys. Lett. B*, 2002, vol. 531, no. 3–4, pp. 237–244.
5. Povarov A.V. Estimating scalar-leptoquark masses from the muon anomalous magnetic moment within the four-color symmetry model. *Phys. Atom. Nucl.*, 2006, vol. 69, pp. 876–883 (in Russian).
6. Povarov A. V. Scalar-leptoquark contributions to the neutrino magnetic moment. *Phys. Atom. Nucl.*, 2007, vol. 70, pp. 871–878 (in Russian).
7. Smirnov A. D. The Minimal Quark-Lepton Symmetry Model and the Limit on Z-Prime Mass. *Phys. Lett. B*, 1995, vol. 346, pp. 297–302.
8. Smirnov A. D. Minimal four color model with quark-lepton symmetry and constraints on the Z-prime boson mass. *Phys. Atom. Nucl.*, 1995, vol. 58, pp. 2137–2143 (in Russian).
9. Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. Vector Leptoquarks Could Be Rather Light? *Phys. Lett. B*, 1994, vol. 329, pp. 295–299.
10. Kuznetsov A. V., Mikheev N. V. New type of mixing in the minimal quark-lepton symmetry and a lower bound on the vector leptoquark mass. *Phys. Atom. Nucl.*, 1995, vol. 58, pp. 2113–2119 (in Russian).
11. Kuznetsov A. V., Mikheev N. V., Serghienko A. V. The Third Type of Fermion Mixing in the Lepton and Quark Interactions with Leptoquarks. *International Journal of Modern Physics A*, 2012, vol. 27, pp. 1250062-1–1250062-19.
12. Povarov A. V., Popov P. Yu., Smirnov A. D. Dominant decays of scalar leptoquarks and scalar gluons in the minimal four-color symmetry model. *Phys. Atom. Nucl.*, 2007, vol. 70, no. 4, pp. 739–747 (in Russian).
13. Popov P. Y., Povarov A. V., Smirnov A. D. Fermionic decays of scalar leptoquarks and scalar gluons in the minimal four color symmetry model. *Mod. Phys. Lett. A*, 2005, vol. 20, no. 39, pp. 3003–3012. DOI: 10.1142/S0217732305019109
14. Tanabashi M. et al. (Particle Data Group). *Phys. Rev. D*, 2018, vol. 98, 030001 (1898 pages). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001

Cite this article as:

Povarov A. V. Minimal Quark-Lepton Symmetry Model and Its Manifestations at Low Energies. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 201–209 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-201-209>



БИОФИЗИКА И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

УДК 577.344.3:53.06:617.7

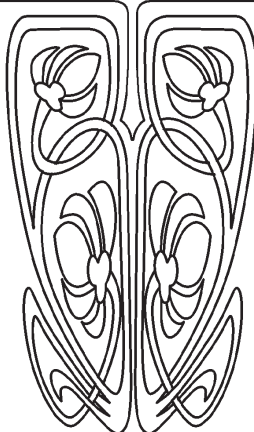
О возможности стабилизации контрактированного состояния коллагенсодержащих тканей в результате рибофлавин/УФ кросслинкинга при пониженном уровне гидратации ткани

М. Е. Швачкина

Швачкина Марина Евгеньевна, аспирант кафедры оптики и биофотоники, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, marevesh@mail.ru



НАУЧНЫЙ
ОТДЕЛ



Метод рибофлавин/УФ кросслинкинга коллагена представляет значительный интерес как возможный способ укрепления склеры при лечении миопии. Одной из проблем применения этого метода является быстрое уменьшение интенсивности УФ-излучения по мере его распространения в ткань из-за сильного рассеяния. Эффективным способом увеличения глубины проникновения оптического излучения в склеру является метод иммерсионного оптического просветления ткани. Под действием иммерсионных жидкостей, применяемых для оптического просветления, обычно происходит частичная дегидратация ткани. Известно, что химический кросслинлинг ткани в дегидратированном состоянии способен приводить к существенному уменьшению объема ткани после ее регидратации до насыщенного состояния по сравнению с исходным, т. е. к фиксации контрактированного состояния ткани (КСТ). В этом случае в насыщенном регидратированном состоянии ткань, подвергнутая кросслинкингу, содержит меньшее количество воды, чем в исходном состоянии. В настоящей работе исследуется возможность фиксирования КСТ при осуществлении рибофлавин/УФ кросслинкинга ткани в частично дегидратированном состоянии. Исследования проводились *in vitro* на образцах вторичных сухожильных пучков из хвоста крысы. Оценка геометрии сухожильных пучков и содержания воды в ткани осуществлялась методом оптической когерентной томографии. Содержание воды определялось по измеренным значениям среднего группового показателя преломления ткани. Установлено, что фиксирование КСТ может происходить, если фотосшивание осуществляется при уровнях объемной гидратации ткани меньше 0.8. Наблюдалась тенденция к увеличению вероятности фиксирования КСТ и степени результирующей контракции ткани с уменьшением степени гидратации ткани во время фотосшивания. Когда фотосшивание ткани осуществлялось при уровнях объемной гидратации меньше 0.5, фиксирование КСТ наблюдалось во всех случаях (9 образцов), при этом результирующая контракция ткани составляла 8–15%.

Ключевые слова: рибофлавин/УФ кросслинлинг, кросслинлинг коллагена, гидратация ткани.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-210-222>

Введение

В последнее время метод кросслинкинга коллагена (CXL), заключающийся в целенаправленном увеличении количества поперечных связей (сшивок) между высокомолекулярными составляющими ткани, широко изучается с целью определения возможностей его



применения в офтальмологии [1–7]. Данные исследований показывают, что этот метод может значительно улучшить механическую прочность коллагенсодержащих тканей [8–11], и это может быть использовано для остановки деструктивных изменений в корнеосклеральной (фиброзной) оболочке глаза, в частности для укрепления роговицы при кератэктазии [6–8] и склеры при прогрессирующей миопии [9–15]. Также изучается возможность применения СХЛ для лечения воспалительных заболеваний, таких как вирусный и бактериальный кератоконъюнктивит [16], и патологии эндотелия роговицы, приводящей к хроническому отеку роговицы (буллезная кератопатия) [17]. Развиваются разные варианты кросслинкинга, в которых образование поперечных сшивок происходит либо под действием химических веществ, наносимых на поверхность [13, 18–20], либо в ходе фотоокислительной реакции с участием фотосенсибилизирующего красителя и возбуждающего излучения (бенгальский розовый и зеленый свет [21, 22], рибофлавин и ультрафиолет [6–13, 17], рибофлавин и синий свет [23, 24]). Особое внимание привлекает к себе вариант фотосшивания, в котором для формирования сшивок используются рибофлавин как сенсибилизатор и ультрафиолетовое излучение с длиной волны 370 нм. Стандартный протокол этого метода [7], который уже широко применяется в медицинской практике для лечения кератоконуса, включает следующие основные этапы: 1) удаление эпителиального слоя с обрабатываемой области роговицы; 2) пропитывание стромы роговицы водным раствором рибофлавина (0.1%) и декстрана (20%) в течение 30 мин; 3) облучение ультрафиолетовым излучением мощностью 3 мВт/см² в течение 30 мин с одновременными инстилляциями раствора рибофлавина.

Считается, что структурные изменения роговицы под действием ультрафиолетового излучения и рибофлавина происходят в основном в верхних слоях роговицы на глубине до 200 мкм. Опытным путем было показано, что на этой глубине происходит поглощение 65% энергии излучения, а на глубине от 200 до 400 мкм – лишь 25–30% [25].

Предположительные химические механизмы образования поперечных связей обсуждаются в работах [4, 26–28]. Какие именно аминокислоты участвуют в этом процессе и где именно возникают сшивки, пока точно не известно [4, 6, 29]. В работе [30] было показано, что при

рибофлавин/УФ кросслинкинге поперечные связи могут образовываться между молекулами коллагена, а также между молекулами коллагена и сердцевинными (core-) белками протеогликанов – мимеканом и декорином. Для определения локализации поперечных сшивок проводились эксперименты по наблюдению набухания ткани после процедуры кросслинкинга [6, 31]. То, что поперечные связи способны влиять на свойства набухания ткани, было показано ранее на примере искусственных коллагеновых мембран [32]. В этой работе сшивки создавались химически, без фотовоздействия. Было показано, что кросслиндинг приводит к снижению степени набухания коллагеновых пленок. Пониженная степень набухания образцов после процедуры кросслинкинга говорит о возможности образования прямых межфибриллярных поперечных связей [6, 32]. В работе [6] на основе анализа экспериментальных данных было высказано предположение, что связи между сердцевинными белками протеогликанов и молекулами коллагена, образующиеся в результате фотосшивания, также могут влиять на свойства набухания ткани, предотвращая отрыв протеогликанов от фибрилл. В экспериментах по набуханию образцов роговицы после воздействия рибофлавина и ультрафиолетового излучения [6] не было замечено различий в степени набухания между нативными образцами роговицы и образцами, подвергнутыми фотосшиванию. Эти данные находятся в противоречии с выводами работы [31], где утверждается, что степень набухания роговицы во влажной камере уменьшается после рибофлавин/УФ кросслинкинга. В статье [6] высказано предположение, что это отличие связано с присутствием в образцах, подвергнутых набуханию [31], значительного количества рибофлавина и декстрана – рибофлавин и декстран не вымывались из образцов перед экспериментами по набуханию или в ходе этих экспериментов. В экспериментах, описанных в [6], набухание образцов проходило в физиологическом растворе, который периодически заменялся, что приводило к постепенному вымыванию рибофлавина и декстрана из образцов. Основываясь на результатах своих экспериментов по изучению рассеяния рентгеновских лучей и набуханию, авторы работы [6] пришли к заключению, что поперечные связи в ходе фотосшивания вероятнее всего возникают: 1) внутри молекул коллагена и между молекулами коллагена у поверхности фибрилл (только в



приповерхностной области фибриллы); 2) между сердцевинными белками протеогликанов, прикрепленных к одной и той же фибрилле или к соседним фибриллам; 3) между сердцевинными белками протеогликанов и фибриллярным и нефибриллярным коллагеном (нефибрилярный коллаген присутствует в межфибрилярном веществе). Увеличением количества сшивок такого рода можно объяснить повышение жесткости ткани и ее устойчивости к воздействию протеолитических ферментов после фотосшивания [1–3, 6].

Данные электронно-микроскопического анализа [33, 34] указывают на то, что после процедуры фотосшивания происходит увеличение диаметра коллагеновых фибрилл, тогда как данные рентгеноструктурного анализа [6] – на отсутствие такого изменения. Авторы работы [6] высказали предположение, что различие в среднем диаметре фибрилл на электронно-микроскопических изображениях для сшитых и несшитых образцов связано с дегидратацией ткани при подготовке срезов для электронно-микроскопических исследований и отражает разную степень гидратации фибрилл и их протеогликановых оболочек в приготовленных для электронной микроскопии срезах сшитых и несшитых образцов.

Как отмечено выше, рибофлавин/УФ кросслинкинг уже широко используется в медицинской практике для лечения болезней, связанных с патологией роговицы глаза. В настоящее время проводятся многочисленные исследования, направленные на изучение возможностей использования рибофлавин/УФ кросслинкинга для модификации свойств склеры, в частности при лечении миопии [3, 9–13]. Одной из основных проблем применения этой техники к склере является сильное рассеяние УФ-излучения в ткани, которое приводит к быстрому уменьшению интенсивности излучения по мере его распространения в глубь ткани. Среди возможных способов увеличения глубины проникновения оптического излучения в ткань при фотосшивании склеры рассматривается метод иммерсионного оптического просветления ткани [35]. Как известно [36–41], иммерсионное оптическое просветление позволяет значительно увеличить прозрачность склеры. Оптическое просветление тканей, как правило, осуществляется с использованием осмотически активных агентов, таких как тразограф [38], глюкоза [39, 40], глицерин [41], пропиленгликоль [37], полиэтиленгликоль

(PEG) [42]. Использование таких иммерсионных агентов сопровождается частичным обезвоживанием ткани. Выход воды из ткани (дегидратация) в значительной степени способствует увеличению ее прозрачности. При применении такого иммерсионного просветления процедура кросслинкинга будет осуществляться в условиях, когда в ткани содержится значительно меньшее количество воды, чем в нативном состоянии. Заметим, что стандартные процедуры кросслинкинга предполагают сшивание ткани в условиях гидратации, близких к естественным. Дегидратация ткани приводит к уменьшению расстояния между коллагеновыми фибриллами, что может увеличить вероятность образования прямых или опосредованных (через протеогликанов) межфибрилярных связей. При больших степенях дегидратации и диаметр коллагеновых фибрилл может оказаться меньшим, чем в нативном состоянии [43]. Фотосшивание фибриллы в таком дегидратированном состоянии может привести к тому, что после регидратации ее диаметр будет меньше, чем в нативном состоянии. И то, и другое, по всей видимости, должно проявиться в том, что фотосшитая ткань после ее регидратации будет иметь меньший объем, чем в исходном состоянии, т. е. после фотосшивания и регидратации образовавшиеся сшивки будут удерживать ткань в контрактированном состоянии. Вопрос о том, возможно или нет удержание (фиксирование) контрактированного состояния ткани в конкретных условиях, несомненно, является очень важным. Оценка возможности фиксации контрактированного состояния ткани после рибофлавин/УФ кросслинкинга при пониженных уровнях гидратации ткани и является основной целью настоящей работы.

Материалы и методы

В качестве образцов использовались вторичные сухожильные пучки из хвоста крысы диаметром от 300 до 450 мкм. По взаимному расположению фибрилл в пучках и распределению диаметров фибрилл сухожилия схожи со склерой. Диаметр подавляющей части коллагеновых фибрилл в сухожилиях лежит в диапазоне от 20 до 300 нм [44–46], в склере – от 20 до 230 нм [46]. Выбор сухожилий в качестве образцов обусловлен их более простой структурой и возможностью легко и в достаточно полном объеме контролировать геометрию и оптические свойства образцов с помощью оптической когерентной томографии [47, 48]. До момента измерений



образцы хранились в физиологическом растворе (0.9%-ный водный раствор хлорида натрия) не более 7 дней. Никаких статистически значимых изменений площади сечения пучков и их оптических характеристик, в том числе среднего группового показателя преломления, в течение данного срока хранения зафиксировано не было.

Для измерений использовался томограф ThorLabs-ОСР930SR (ThorLabs, США) с центральной длиной волны зондирующего излучения $\lambda_0 = 930$ нм и шириной полосы 100 нм.

Перед измерениями исследуемый сухожильный пучок закреплялся зажимами на предметном стекле в слегка натянутом состоянии. Затем пучок окружался физиологическим раствором, накрывался покровным стеклом и устанавливался в ОКТ-систему так, чтобы направление пучка было перпендикулярно направлению В-сканирования. Для того чтобы покровное стекло не надавливало на образец, между предметным и покровным стеклами размещались спейсеры толщиной 1 мм. Затем фиксировались ОКТ-изображения поперечного сечения образца в нативном состоянии в двух областях, одна из которых впоследствии подвергалась УФ-облучению, а вторая – нет. После этого физиологический раствор заменялся на 0.1%-ный раствор рибофлавина в физиологическом растворе, и образец выдерживался в нем в течение 20 мин. Затем раствор рибофлавина удалялся с предметного стекла, образец окружался большим количеством иммерсионного агента и снова накрывался покровным стеклом. После этого регистрировались ОКТ-изображения образ-

ца в двух рассматриваемых областях. В качестве иммерсионных агентов использовались 37, 58.5, 87%-ные водные растворы полиэтиленгликоля PEG-300, содержащие 0.1% рибофлавина. Время выдерживания образцов в просветляющих агентах выбиралось, основываясь на результатах предыдущих исследований [47], так, чтобы этого времени было достаточно для достижения образцом минимального объема. Для 58.5 и 87%-ных растворов PEG время выдерживания составляло 10 мин, для 37%-ных PEG – 15 мин. После иммерсионной дегидратации иммерсионный раствор удалялся с помощью фильтровальной бумаги, и участок образца длиной 4.5 мм подвергался облучению ультрафиолетовым излучением с длиной волны 365 нм в течение 10 мин. Плотность ультрафиолетового излучения на поверхности образца составляла 33.1 мВт/см². После облучения образец окружался большим количеством физиологического раствора для регидратации ткани. В течение 2 ч регидратации через определенные промежутки времени регистрировались ОКТ-изображения пучка в обеих областях. Пример трансформации ОКТ-изображений сухожильного пучка на этапе дегидратации и регидратации показан на рис. 1. По истечении 2 ч заметных изменений параметров образца не происходило. На основании этого был сделан вывод, что за 2 ч образец достигает насыщенного регидратированного состояния, т. е. состояния, при котором дальнейшего увеличения содержания воды в образце не происходит.

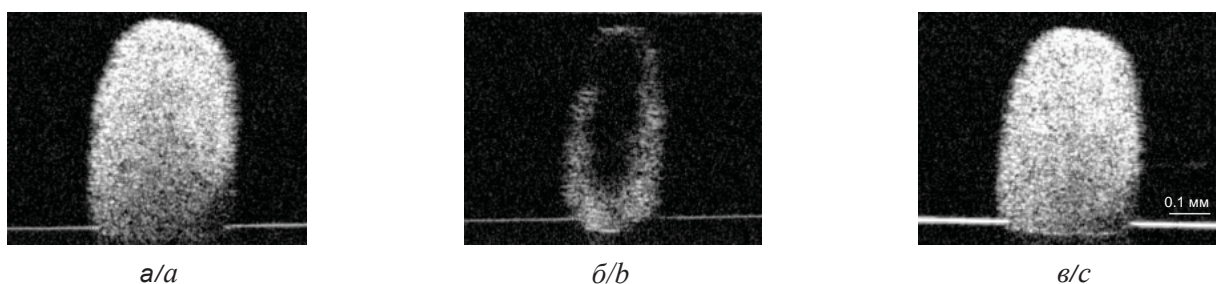


Рис. 1. ОКТ-сканы образца сухожильного пучка в нативном состоянии (а), после дегидратации в 37%-ном растворе PEG (б) и после облучения и регидратации в физиологическом растворе (в). Масштаб на всех сканах одинаков
 Fig. 1. OCT-images of a transverse cross-section of a rat tail tendon fascicle in native state (a), after dehydration in 37% PEG (b) and after irradiation and rehydration in normal saline solution (c). The scale on all images is the same

Групповой показатель преломления ткани n_t оценивался по смещению изображения верхней поверхности предметного стекла под образцом по методике, представленной в работах [47, 48], и рассчитывался посредством

усреднения значений, полученных для 3 линий А-сканирования. Статистическая обработка полученных данных проводилась при помощи пакета прикладных программ «STATISTICA 10».



Для оценки содержания воды в ткани c_w нами использовалась следующая аппроксимационная формула [47, 48]:

$$n_t = (1 - c_w) n'_{dry} + n_w c_w \quad (1)$$

с $n_w = 1.3416$ и $n'_{dry} = 1.594$, где n_t – средний групповой показатель преломления образца, n'_{dry} – экстраполяционное значение среднего группового показателя преломления ткани в сухом состоянии, n_w – групповой показатель преломления воды [47, 48].

Объемная степень гидратации образца $H_v = V_w / V_{dry}$, определяемая как отношение объема воды в образце V_w к сухому объему образца V_{dry} , рассчитывалась по полученным значениям объемной доли воды $c_w = V_w / (V_w + V_{dry})$ по формуле:

$$H_v = \frac{c_w}{1 - c_w}. \quad (2)$$

Для оценки зависимости степени контракции ткани после фотосшивания с предварительным просветлением от степени гидратации ткани после воздействия иммерсионного агента

(степень гидратации в дегидратированном состоянии H_{V-deh}), при которой осуществлялось фотосшивание, рассчитывался коэффициент фотоиндуцированной контракции (K), определяемый как отношение объемов в исходном состоянии равновеликих областей в облученной (V_{cl}) и необлученной (V_{ncl}) частях образца по формуле:

$$K = \frac{V_{cl}}{V_{ncl}} = \frac{1 + H_{V-cl}}{1 + H_{V-ncl}}. \quad (3)$$

Результаты и их обсуждение

Среднее по всем образцам значение показателя преломления ткани в нативном состоянии составило 1.413 ± 0.006 (\pm SD). Согласно этой оценке, средняя степени гидратации H_v образцов в нативном состоянии составляла 2.53 ± 0.28 .

Средние значения показателя преломления ткани в облученной и необлученной областях образца в регидратированном состоянии после просветления в рассматриваемых иммерсионных агентах представлены в таблице.

Средние значения показателя преломления образцов сухожильных пучков после их дегидратации в растворе PEG (n_{in-PEG}) и последующей регидратации в физиологическом растворе в течение 2 ч (n_{regid}) в облученной и необлученной областях. Все значения представлены в виде: среднее \pm стандартное отклонение

Average values of the refractive index of the tendon fascicles after their dehydration in PEG solution (n_{in-PEG}) and subsequent rehydration in physiological solution for 2 hours (n_{regid}) in the irradiated and non-irradiated regions. All values are presented as mean \pm standard deviation

Иммерсионный агент/ Immersion agent	n_{in-PEG}	n_{regid}	
		Облученная область / Irradiated region	Необлученная область / Non-irradiated region
87% PEG	1.519 ± 0.007	1.421 ± 0.002	1.413 ± 0.004
58.5% PEG	1.496 ± 0.006	1.422 ± 0.001	1.418 ± 0.001
37% PEG	1.478 ± 0.004	1.422 ± 0.006	1.420 ± 0.003

Для образцов, дегидратированных перед процедурой фотосшивания в 87%-ном растворе PEG, среднее значение показателя преломления образцов в облученной области в регидратированном состоянии составило 1.421 ± 0.002 , что заметно выше, чем среднее значение показателя преломления образцов в нативном состоянии (1.413 ± 0.006). Анализ данных с помощью t -критерия Стьюдента (t) – проверялась гипотеза о равенстве средних значений у двух выборок с использованием двухвыборочного t -критерия для независимых выборок – показал, что различие средних значений указанных показателей преломления можно считать статистически значимым ($t = 4.34$ при $p = 0.00009$). При сравнении

полученных значений показателей преломления образцов в исходном состоянии и в необлученной области в регидратированном состоянии статистически значимого различия между ними выявлено не было ($t = 0.13$ при $p = 0.89$). В то же время анализ показал, что различие средних значений показателей преломления в облученной и необлученной областях образцов в регидратированном состоянии можно считать статистически значимым ($t = 5.59$ при $p = 0.00003$). Это свидетельствует о том, что содержание воды в облученной области образцов после регидратации было меньше, чем в необлученной области, т. е. в результате фотосшивания произошла стабилизация контрактированного состояния ткани.



Статистическая обработка данных для образцов, дегидратированных в 37%-ном PEG перед процедурой фотосшивания, показала, что значения среднего показателя преломления ткани как в облученной, так и необлученной области образцов в регидратированном состоянии являются в среднем большими, чем в нативном состоянии ($t = 2.94$ при $p = 0.0057$ и $t = 2.53$ при $p = 0.0158$ соответственно). Статистически значимого различия между средними значениями показателя преломления в облученной и необлученной областях образцов в регидратированном состоянии обнаружено не было ($t = 0.46$ при $p = 0.66$). Увеличение среднего показателя преломления ткани в регидратированном состоянии в необлученной области по сравнению с нативным состоянием в данном случае, вероятно, связано с диффузией молекул PEG в приповерхностные области образца и сохранением их внутри образца при регидратации. С уменьшением концентрации PEG в иммерсионном растворе скорость диффузии молекул PEG в коллагенсодержащие ткани увеличивается, и вполне возможно, что при малых концентрациях PEG за время иммерсионной дегидратации внутрь образца проникает значительное количество этого вещества. В пользу этого предположения говорит монотонный характер изменения показателя преломления в необлученной области образцов в регидратированном состоянии при изменении концентрации PEG (см. таблицу).

Для разных образцов, дегидратированных в растворах с одной и той же концентрацией PEG, наблюдался большой разброс значений показателя преломления ткани в достигнутом состоянии дегидратации. Это говорит о том, что степень гидратации разных образцов в дегидратированном состоянии была существенно различной. Для того чтобы проанализировать данные на предмет наличия корреляции между содержанием воды в ткани во время ее облучения и содержанием воды в ткани в регидратированном состоянии, мы сравнили зависимости разности показателей преломления образца после регидратации (n_{regid}) и в нативном состоянии (n_{native}) $n_{regid} - n_{native}$ от значения показателя преломления образца после воздействия иммерсионного агента (n_{in-PEG}) для облученной и необлученной областей. Экспериментальные точки представлены на рис. 2. Также на этом рисунке представлены результаты линейной аппроксимации экспериментальных данных (метод наименьших квадратов) и значения коэффициентов корреляции Пирсона. Как видно из представленных графиков, для облученной области существует тенденция к увеличению различия между n_{regid} и n_{native} с увеличением n_{in-PEG} . Для необлученной области такой тенденции не было выявлено. Для оценки влияния фотосшивания на величину показателя преломления образца в регидратированном состоянии на рис. 3 представлена зависимость разности показателей преломления образцов

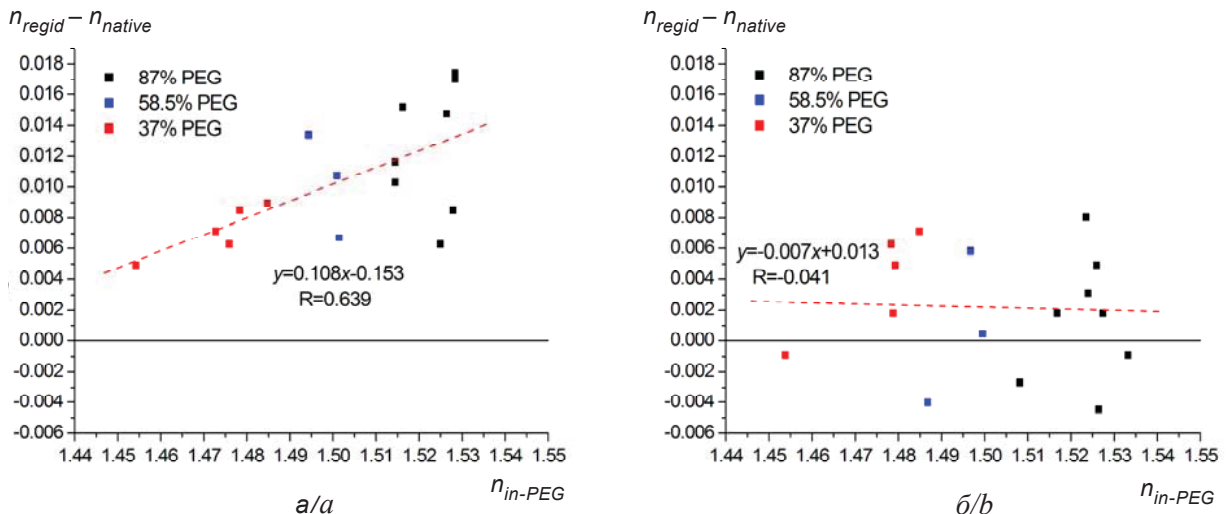


Рис.2. Зависимость разности показателя преломления сухожильного пучка после регидратации (n_{regid}) и его показателя преломления в нативном состоянии (n_{native}) от показателя преломления образца в дегидратированном состоянии (n_{in-PEG}) в облученной (а) и необлученной (б) области

Fig.2. Difference of the refractive index of the tendon fascicle after rehydration (n_{regid}) and its refractive index in the native state (n_{native}) vs the refractive index of the sample during UV exposure (n_{in-PEG}) for the irradiated region (a) and non-irradiated region (b)

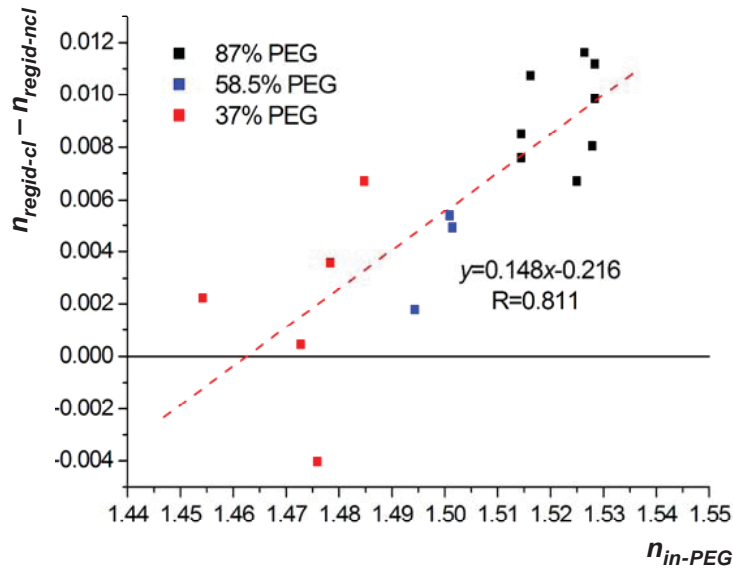


Рис. 3. Зависимость разности показателей преломления сухожильного пучка в облученной и необлученной области после регидратации ($n_{regid-cl} - n_{regid-ncl}$) от значения показателя преломления образца в дегидратированном состоянии (n_{in-PEG})

Fig. 3. Difference of the refractive index of the tendon fascicle in the irradiated region and that in the non-irradiated region after rehydration ($n_{regid-cl} - n_{regid-ncl}$) vs the refractive index of the sample during UV exposure (n_{in-PEG})

в облученной и необлученной областях ($n_{regid-cl} - n_{regid-ncl}$) от показателя преломления образца в дегидратированном состоянии (n_{in-PEG}).

По данным, представленным на рис. 2, 3, в соответствии с формулами (2) и (3) были рас-

считаны значения коэффициента фотоиндуцированной контракции K .

На рис. 4 представлены зависимости этого коэффициента от степени гидратации образца во время процедуры фотосшивания (H_{V-deh}).

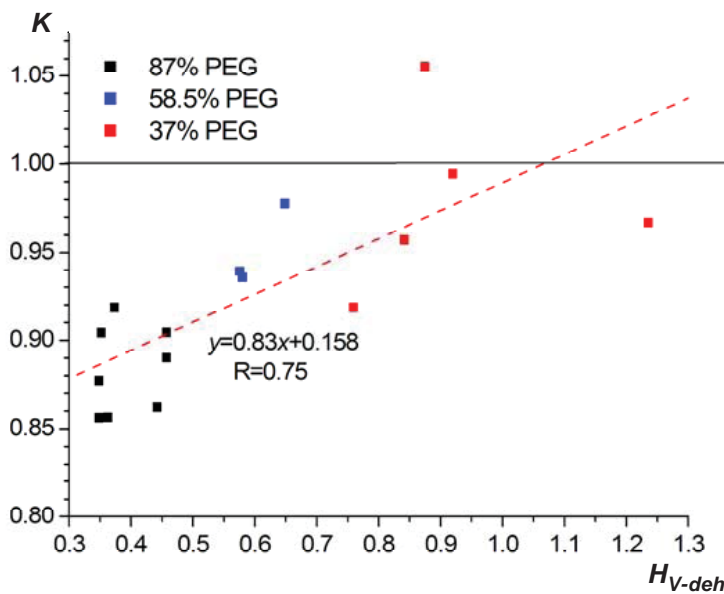


Рис. 4. Зависимость коэффициента фотоиндуцированной контракции (K) от степени гидратации ткани во время УФ облучения (H_{V-deh})

Fig. 4. Coefficient of photoinduced contraction (K) vs the volume hydration of the tissue during UV exposure (H_{V-deh})



Из этого рисунка видно, что воздействие 87%-ного раствора PEG приводило к уменьшению уровня гидратации образцов до $H_{V-deh} = 0.345-0.455$, а после фотосшивания в этом состоянии и регидратации относительное уменьшение объема облученной области составляло 8–15% ($K = 0.85-0.92$). Для образцов, просветлявшихся в растворах с меньшей концентрации PEG (58.5% и 37%), значения K оказались близкими 1. В случае 58.5%-ного раствора PEG средний уровень гидратации H_{V-deh} составил 0.6, а среднее значение $K - 0.95$ ($n = 3$). В случае 38%-ного раствора PEG эти величины составили соответственно 0.93 и 0.98 ($n = 5$). Представленные данные позволяют сделать вывод, что при осуществлении рибофлавин/УФ кросслинкинга при пониженном уровне гидратации ткани может происходить фиксирование контрактированного состояния ткани. Большая степень контракции (8–15%) может наблюдаться, если фотосшивание ткани проводится при уровне ее гидратации $H_{V-deh} < 0.5$. Если фотосшивание осуществляется при уровнях гидратации $H_{V-deh} > 0.8$, фиксирования контрактированного состояния ткани не происходит, т. е. после регидратации ткань принимает объем близкий к исходному.

Фиксирование контрактированного состояния при рассматриваемом способе обработки ткани можно объяснить образованием новых связей между молекулами коллагена у поверхности дегидратированных фибрилл, которые не позволяют фибриллам восстановить свой первоначальный объем при регидратации. Напомним, что согласно анализу, проведенному в работе [6], связи между молекулами коллагена у поверхности фибрилл – это один из основных типов сшивок, возникающих в результате фотосшивания. Не исключена возможность образования и прямых межфибриллярных сшивок (связей между молекулами коллагена соседних фибрилл). При малых степенях гидратации ткани соседние коллагеновые фибриллы могут соприкоснуться друг с другом, что увеличивает вероятность образования прямых межфибриллярных связей. Сшивки этого типа также способствуют стабилизации контрактированного состояния. Возможность образования прямых межфибриллярных сшивок продемонстрирована в работе [49], где сильно обезвоженные ткани подвергались химическому кросслинкингу.

Заключение

В данной работе экспериментально показано, что рибофлавин/УФ кросслиндинг ткани в дегидратированном состоянии может приводить к уменьшению объема ткани после ее регидратации по сравнению с нативным. Установлен предельный уровень гидратации ткани при фотосшивании, при котором происходит фиксирование контрактированного состояния ткани после рибофлавин/УФ кросслинкинга, и оценена степень результирующей контракции ткани как функция степени гидратации ткани во время фотосшивания.

Благодарности

Автор выражает благодарность Д. А. Яковлеву и А. Б. Правдину за постановку задачи и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 17-00-00275 (17-00-00272)) и Министерства образования и науки РФ (проект № 3.1586.2017/4.6).

Список литературы

1. Бикбов М. М., Халимов А. Р., Усубов Э. Л. Ультрафиолетовый кросслиндинг роговицы // Вестн. Рос. акад. мед. наук. 2016. Т. 71, № 3. С. 224–232. DOI: 10.15690/vramn562
2. Иомдина Е. Н. Биомеханические аспекты кераторефракционной хирургии и корнеального кросслинкинга // Рос. педиатрическая офтальмология. 2015. Т. 10, № 4. С. 32–37.
3. Бикбов М. М., Суркова В. К., Усубов Э. Л., Астрелин М. Н. Кросслиндинг склеры с рибофлавином и ультрафиолетом А (UVA). Обзор литературы // Офтальмология. 2016. Т. 12, №. 4. С. 4–8. DOI: 10.18008/1816-5095-2015-4-4-8
4. Meek K. M., Hayes S. Corneal cross-linking—a review // Ophthalmic and Physiological Optics. 2013. Vol. 33, № 2. P. 78–93. DOI: 10.1111/opo.12032
5. Гамидов Г. А., Мушкова И. А., Костенев С. В. Модификации кросслинкинга роговичного коллагена в лечении кератоконуса. Обзор литературы // Практическая медицина. 2018. Т. 3, № 114. С. 52–56.
6. Hayes S., Kamma-Lorger C. S., Boote C., Young R. D., Quantock A. J., Rost A., Khatib Y., Harris J., Yagi N., Terrill N., Meek K. M. The effect of riboflavin/UVA collagen cross-linking therapy on the structure and hydrodynamic behaviour of the ungulate and rabbit corneal stroma // PloS One. 2013. Vol. 8, № 1. P. e52860. DOI:10.1371/journal.pone.0052860



7. *Wollensak G., Spoerl E., Seiler T.* Riboflavin/ultraviolet-A-induced collagen crosslinking for the treatment of keratoconus // *American journal of ophthalmology*. 2003. Vol. 135, № 5. P. 620–627. DOI: 10.1016/S0002-9394(02)02220-1
8. *Wollensak G., Spoerl E., Seiler T.* Stress-strain measurements of human and porcine corneas after riboflavin-ultraviolet-A-induced cross-linking // *Journal of Cataract & Refractive Surgery*. 2003. Vol. 29, № 9. P. 1780–1785. DOI: 10.1016/S0886-3350(03)00407-3
9. *Wollensak G., Spoerl E.* Collagen crosslinking of human and porcine sclera // *Journal of Cataract & Refractive Surgery*. 2004. Vol. 30, № 3. P. 689–695. DOI: 10.1016/j.jcrs.2003.11.032
10. *Wollensak G., Iomdina E.* Long-term biomechanical properties of rabbit sclera after collagen crosslinking using riboflavin and ultraviolet A (UVA) // *Acta Ophthalmologica*. 2009. Vol. 87, № 2. P. 193–198. DOI: 10.1111/j.1755-3768.2008.01229.x
11. *Zhang Y., Li Z., Liu L., Han X., Zhao X., Mu G.* Comparison of riboflavin/ultraviolet-A cross-linking in porcine, rabbit, and human sclera // *BioMed research international*. 2014. Vol. 2014. P. 1–5. DOI: 10.1155/2014/194204
12. *Dotan A., Kremer I., Gal-Or O., Livnat T., Zigler A., Bourla D., Bourla D., Weinberger D.* Scleral cross-linking using riboflavin and ultraviolet-A radiation for prevention of axial myopia in a rabbit model // *J. Vis. Exp.* 2016. № 110. P. e53201. DOI: 10.3791/53201
13. *Иомдина Е. Н., Тарутта Е. П., Семчишен В. А., Коригодский А. Р., Захаров И. Д., Хорошилова-Маслова И. П., Игнатьева Н. Ю., Киселева Т. Н., Суаноян А. А., Милаш С. В.* Экспериментальная реализация малоинвазивных технологий кросслинкинга склеры // *Вестн. офтальмологии*. 2016. Т. 132, № 6. С. 49–58. DOI: 10.17116/oftalma2016132649-56
14. *Spaide R. F., Ohno-Matsui K., Yannuzzi L. A.* Pathologic Myopia. N. Y. : Springer, 2014. 376 p.
15. *Morgan I. G., Ohno-Matsui K., Saw S. M.* Myopia // *The Lancet*. 2012. Vol. 379, № 9827. P. 1739–1748. DOI: 10.1016/S0140-6736(12)60272-4
16. *Чечнева А. В., Сотникова Л. Ф., Иомдина Е. Н.* Использование кросслинкинга роговичного коллагена для лечения у кошек осложнений инфекционного кератоконъюнктивита // *Изв. Междунар. академии аграр. образования*. 2018. Т. 2, вып. 42. С. 117–121.
17. *Wollensak G., Aurich H., Wirbelauer C., Pham D. T.* Potential use of riboflavin/UVA cross-linking in bullous keratopathy // *Ophthalmic Research*. 2009. Vol. 41, № 2. P. 114–117. DOI: 10.1159/000187630
18. *Wollensak G., Iomdina E.* Crosslinking of scleral collagen in the rabbit using glycerinaldehyde // *Journal of Cataract & Refractive Surgery*. 2008. Vol. 34, № 4. P. 651–656. DOI: 10.1016/j.jcrs.2007.12.030
19. *Tanaka Y., Shi D., Kubota A., Takano Y., Fuse N., Yamato M., Okano T., Nishida K.* Irreversible optical clearing of rabbit dermis for autogenic corneal stroma transplantation // *Biomaterials*. 2011. Vol. 32, № 28. P. 6764–6772. DOI: 10.1016/j.biomaterials.2011.05.081
20. *Иомдина Е. Н., Назаренко Л. А., Киселева О. А.* Изучение связи биомеханических свойств склеры и гидродинамики глаза в эксперименте // *Вестн. Нижегород. ун-та им. Н. И. Лобачевского*. 2011. Т. 2, № 4. С. 445–447.
21. *Cherfan D., Verter E. E., Melki S., Gisel T. E., Doyle F. J., Scarcelli G., Yun S. H., Redmond R. W., Kochevar I. E.* Collagen cross-linking using rose bengal and green light to increase corneal stiffness // *Investigative ophthalmology & visual science*. 2013. Vol. 54, № 5. P. 3426–3433. DOI: 10.1167/iovs.12-11509
22. *Zhu H., Alt C., Webb R. H., Melki S., Kochevar I. E.* Corneal crosslinking with rose bengal and green light : efficacy and safety evaluation // *Cornea*. 2016. Vol. 35, № 9. P. 1234–1241. DOI: 10.1097/ICO.0000000000000916
23. *Iseli H. P., Körber N., Koch C., Karl A., Penk A., Huster D., Reichenbach A., Wiedemann P., Francke M.* Scleral cross-linking by riboflavin and blue light application in young rabbits : damage threshold and eye growth inhibition // *Graefes Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*. 2016. Vol. 254, № 1. P. 109–122. DOI: 10.1007/s00417-015-3213-x
24. *Karl A., Makarov F. N., Koch C., Körber N., Schuldt C., Krüger M., Reichenbach A., Wiedemann P., Bringmann A., Iseli H. P., Francke M.* The ultrastructure of rabbit sclera after scleral crosslinking with riboflavin and blue light of different intensities // *Graefes Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*. 2016. Vol. 254, № 8. P. 1567–1577. DOI: 10.1007/s00417-016-3393-z
25. *Schilde T., Kohlhaas M., Spoerl E., Pillunat L. E.* Enzymatic evidence of the depth dependence of stiffening on riboflavin/UVA treated corneas // *Der Ophthalmologe : Zeitschrift der Deutschen Ophthalmologischen Gesellschaft*. 2008. Bd. 105, № 2. S. 165–169. DOI: 10.1007/s00347-007-1587-9
26. *Kamaev P., Friedman M. D., Sherr E., Muller D.* Photochemical kinetics of corneal cross-linking with riboflavin // *Investigative ophthalmology & visual science*. 2012. Vol. 53, № 4. P. 2360–2367. DOI: 10.1167/iovs.11-9385
27. *Raiskup F., Spoerl E.* Corneal crosslinking with riboflavin and ultraviolet AI Principles // *The Ocular Surface*. 2013. Vol. 11, № 2. P. 65–74. DOI: 10.1016/j.jtos.2013.01.002
28. *McCall A. S., Kraft S., Edelhauser H. F., Kidder G. W., Lundquist R. R., Bradshaw H. E., Dedeic Z., Dionne M. J. C., Clement E. M., Conrad G. W.* Mechanisms of corneal tissue cross-linking in response to treatment with topical riboflavin and long-wavelength ultraviolet radiation



- (UVA) // *Invest Ophthalmol Vis Sci*. 2010. Vol. 51, № 1. P. 129–138. DOI: 10.1167/iovs.09-3738
29. Wang C., Fomovsky M., Miao G., Zyablitskaya M., Vukelic S. Femtosecond laser crosslinking of the cornea for non-invasive vision correction // *Nature Photonics*. 2018. Vol. 12, № 7. P. 416–422. DOI: 10.1038/s41566-018-0174-8
 30. Zhang Y., Conrad A. H., Conrad G. W. Effects of ultraviolet-A and riboflavin on the interaction of collagen and proteoglycans during corneal cross-linking // *Journal of Biological Chemistry*. 2011. Vol. 286, № 15. P. 13011–13022. DOI: 10.1074/jbc.M110.169813
 31. Wollensak G., Aurich H., Pham D. T., Wirbelauer C. Hydration behavior of porcine cornea crosslinked with riboflavin and ultraviolet A // *Journal of cataract & refractive surgery*. 2007. Vol. 33, № 3. P. 516–521. DOI: 10.1016/j.jcrs.2006.11.015
 32. Charulatha V., Rajaram A. Influence of different crosslinking treatments on the physical properties of collagen membranes // *Biomaterials*. 2003. Vol. 24, № 5. P. 759–767. DOI:10.1016/S0142-9612(02)00412-X
 33. Wollensak G., Wilsch M., Spoerl E., Seiler T. Collagen fiber diameter in the rabbit cornea after collagen crosslinking by riboflavin/UVA // *Cornea*. 2004. Vol. 23, № 5. P. 503–507. DOI: 10.1097/01.icc.0000105827.85025.7f
 34. Choi S., Lee S. C., Lee H. J., Cheong Y., Jung G. B., Jin K. H., Park H. K. Structural response of human corneal and scleral tissues to collagen cross-linking treatment with riboflavin and ultraviolet A light // *Lasers in medical science*. 2013. Vol. 28, № 5. P. 1289–1296. DOI:10.1007/s10103-012-1237-6
 35. Швачкина М. Е., Правдин А. Б. Об использовании оптического просветления при укреплении склеры методом фотосшивания коллагена // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2015. Т. 15, вып. 4. С. 37–41. DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-4-37-41
 36. Тучин В. В. Оптика биологических тканей. Методы рассеяния света в медицинской диагностике. М. : Физматлит, 2012. 812 с.
 37. Zhu D., Larin K. V., Luo Q., Tuchin V. V. Recent progress in tissue optical clearing // *Laser & photonics reviews*. 2013. Vol. 7, № 5. P. 732–757. DOI: 10.1002/lpor.201200056
 38. Максимова И. Л., Зимняков Д. А., Тучин В. В. Управление оптическими свойствами биотканей // *Опт. и Спектр*. 2000. Т. 89, № 1. С. 86–95.
 39. Tuchin V. V., Bashkatov A. N., Genina E. A., Sinichkin Y. P. Scleral tissue clearing effects // *Proceedings of SPIE*. 2002. Vol. 4611. P. 54–58.
 40. Башкатов А. Н., Генина Э. А., Кочубей В. И., Каменских Т. Г., Тучин В. В. Оптическое просветление склеры глаза человека водным 30%-ным раствором глюкозы // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2015. Т. 15, вып. 3. С. 18–24. DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-3-18-24
 41. Zaman R. T., Rajaram N., Nichols B. S., Rylander H. G., Wang T., Tunnell J. W., Welch A. J. Changes in morphology and optical properties of sclera and choroidal layers due to hyperosmotic agent // *Journal of Biomedical Optics*. 2011. Vol. 16, № 7. P. 077008-1–077008-14. DOI: 10.1117/1.3599985
 42. Tuchina D. K., Genin V. D., Bashkatov A. N., Genina E. A., Tuchin V. V. Optical clearing of skin tissue *ex vivo* with polyethylene glycol // *Opt. Spectrosc.* 2016. Vol. 120, № 1. P. 28–37. DOI: 10.1134/S0030400X16010215
 43. Meek K. M., Fullwood N. J., Cooke P. H., Elliott G. F., Maurice D. M., Quantock A. J., Wall R. S., Worthington C. R. Synchrotron x-ray diffraction studies of the cornea, with implications for stromal hydration // *Biophysical Journal*. 1991. Vol. 60, № 2. P. 467–474. DOI: 10.1016/S0006-3495(91)82073-2
 44. Rowe R. W. D. The structure of rat tail tendon // *Connective Tissue Research*. 1985. Vol. 14, № 1. P. 9–20. DOI: 10.3109/03008208509089839
 45. Svensson L., Aszodi A., Reinholt F. P., Fassler R., Heinegard D., Oldberg A. Fibromodulin-null mice have abnormal collagen fibrils, tissue organization, and altered lumican deposition in tendon // *Journal of Biological Chemistry*. 1999. Vol. 274, № 14. P. 9636–9647. DOI: 10.1074/jbc.274.14.9636
 46. Fratzl P. *Collagen : structure and mechanics, an introduction*. N.Y. : Springer Science+Business Media, LLC, 2008. 506 p.
 47. Швачкина М. Е., Яковлев Д. Д., Лазарева Е. Н., Правдин А. Б., Яковлев Д. А. Мониторинг процесса иммерсионного оптического просветления коллагеновых волокон с помощью оптической когерентной томографии // *Опт. и Спектр*. 2019. Т. 127, вып. 2. С. 337–346. DOI: 10.21883/OS.2019.08.48052.302-18
 48. Shvachkina M. E., Yakovlev D. D., Pravdin A. B., Yakovlev D. A. Average refractive index of tendon as a function of water content // *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*. 2018. Vol. 4, № 1. P. 010302-1–010302-7. DOI: 10.18287/JBPE18.04.010302
 49. Tanaka Y., Kubota A., Yamato M., Okano T., Nishida K. Irreversible optical clearing of sclera by dehydration and cross-linking // *Biomaterials*. 2011. Vol. 32, № 4. P. 1080–1090. DOI: 10.1016/j.biomaterials.2010.10.002

Образец для цитирования:

Швачкина М. Е. О возможности стабилизации контрактированного состояния коллагеносодержащих тканей в результате рибофлавин/УФ кросслинkinга при пониженном уровне гидратации ткани // *Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика*. 2019. Т. 19, вып. 3. С. 210–222. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-210-222>



On the Possibility of Stabilization of a Contracted State after Riboflavin/UV Cross-Linking of Collagenous Tissue in a Partially Dehydrated State

M. E. Shvachkina

Marina E. Shvachkina, <https://orcid.org/0000-0002-5643-6431>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, marevsh@mail.ru

Background and Objectives: The method of riboflavin/UV collagen cross-linking is widely used to strengthen the corneal stroma in the treatment of keratoconus and is of considerable interest as a possible method to improve the biomechanical property of the sclera in the treatment of myopia. Regarding the application of this method to the sclera, one of the important problems is the rapid decrease in the intensity of UV radiation due to scattering as it propagates into the tissue. The depth of penetration of optical radiation into the sclera can be significantly increased using immersion optical clearing of the tissue. Under the action of immersion liquids used for optical clearing, partial dehydration of the tissue occurs. It is known that chemical cross-linking of tissue in a dehydrated state can lead to a significant decrease in the volume of tissue after its rehydration to a saturated state compared to the initial state, that is, it can lead to stabilization of a contracted state. In this case, the cross-linked tissue in the saturated rehydrated state contains less water than in the initial state. In this paper, we investigate the possibility of stabilizing a contracted state of the tissue after its riboflavin/UV cross-linking in a partially dehydrated state. **Materials and Methods:** Experiments were performed *in vitro* on samples of rat tail tendon fascicles. Before riboflavin/UV cross-linking, the sample was incubated in a 0.1% solution of riboflavin in normal saline solution for 20 minutes. Then the sample was dehydrated in a riboflavin-doped immersion liquid (37%, 58.5%, or 87% aqueous solution of polyethylene glycol PEG-300 containing 0.1% riboflavin) for 10 minutes (58.5% and 87% PEG solutions) or 15 minutes (37% PEG solution). After, a 4.5 mm-long section of the sample was exposed to UV radiation with a wavelength of 365 nm for 10 minutes. Finally, the sample was rehydrated in normal saline solution for 2 hours. At each stage of the treatment, the average group refractive index and geometry of the sample in UV-irradiated and non-irradiated sections of the sample were monitored using optical coherence tomography (OCT). The water content in the tissue was calculated from the measured values of its average group refractive index. **Results:** It was experimentally established that the retention of the contracted state of the tissue can occur, provided that the cross-linking is carried out at a volume hydration of the tissue less than 0.8. When the volume hydration of samples was less than 0.5 during UV exposure, the resulting contraction of the fascicle was found to be 8–15%. **Conclusion:** In this work, it was experimentally shown that riboflavin/UV cross-linking of collagenous tissue in a dehydrated state can lead to a decrease in tissue volume after its rehydration compared to the native one. The top level of hydration of the tissue during UV exposure at which the contracted state can be stabilized was found and the degree of resulting tissue contraction as a function of the degree of tissue hydration during UV exposure was estimated.

Keywords: riboflavin/UV cross-linking, collagen cross-linking, myopia, tissue hydration.

Acknowledgements: The author is grateful to Dmitry A. Yakovlev and Alexander B. Pravdin for setting up the problem and helpful discussion.

This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (project No. 17-00-00275 (17-00-00272)) and by the Russian Ministry of Education and Science (project No. 3.1586.2017/4.6).

References

1. Bikbov M. M., Khalimov A. R., Usubov E. L. Ultraviolet Corneal Crosslinking. *Vestnik Rossiiskoi akademii meditsinskikh nauk*, 2016, vol. 71, no. 3, pp. 224–232 (in Russian). DOI: 10.15690/vramn562
2. Iomdina E. N. Biomechanical aspects of keratorefractive surgery and corneal crosslinking. *Rossijskaja pediatričeskaja oftalmologija* [Russian Pediatric Ophthalmology], 2015, vol. 10, no. 4, pp. 32–37 (in Russian).
3. Bikbov M. M., Surkova V. K., Usubov E. L., Astrelin M. N. Scleral crosslinking with riboflavin and ultraviolet A (UVA). A review. *Oftalmologija* [Ophthalmology], 2016, vol. 12, no. 4, pp. 4–8 (in Russian). DOI: 10.18008/1816-5095-2015-4-4-8
4. Meek K. M., Hayes S. Corneal cross-linking – a review. *Ophthalmic and Physiological Optics*, 2013, vol. 33, no. 2, pp. 78–93. DOI: 10.1111/opo.12032
5. Gamidov G. A., Mushkova I. A., Kostenev S. V. Modifications of corneal collagen cross-linking in keratoconus treatment. Literature review. *Praktičeskaja medicina* [Practical Medicine], 2018, vol. 3, no. 114, pp. 52–56 (in Russian).
6. Hayes S., Kamma-Lorger C. S., Boote C., Young R. D., Quantock A. J., Rost A., Khatib Y., Harris J., Yagi N., Terrill N., Meek K. M. The effect of riboflavin/UVA collagen cross-linking therapy on the structure and hydrodynamic behaviour of the ungulate and rabbit corneal stroma. *PLoS One*, 2013, vol. 8, no. 1, pp. e52860. DOI: 10.1371/journal.pone.0052860
7. Wollensak G., Spoerl E., Seiler T. Riboflavin/ultraviolet-A-induced collagen crosslinking for the treatment of keratoconus. *American Journal of Ophthalmology*, 2003, vol. 135, no. 5, pp. 620–627. DOI: 10.1016/S0002-9394(02)02220-1
8. Wollensak G., Spoerl E., Seiler T. Stress-strain measurements of human and porcine corneas after riboflavin-ultraviolet-A-induced cross-linking. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 2003, vol. 29, no. 9, pp. 1780–1785. DOI: 10.1016/S0886-3350(03)00407-3
9. Wollensak G., Spoerl E. Collagen crosslinking of human and porcine sclera. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 2004, vol. 30, no. 3, pp. 689–695. DOI: 10.1016/j.jcrs.2003.11.032
10. Wollensak G., Iomdina E. Long-term biomechanical properties of rabbit sclera after collagen crosslinking using riboflavin and ultraviolet A (UVA). *Acta Oph-*



- thalmologica*, 2009, vol. 87, no. 2, pp. 193–198. DOI: 10.1111/j.1755-3768.2008.01229.x
11. Zhang Y., Li Z., Liu L., Han X., Zhao X., Mu G. Comparison of riboflavin/ultraviolet-A cross-linking in porcine, rabbit, and human sclera. *BioMed Research International*, 2014, vol. 2014, pp. 1–5. DOI: 10.1155/2014/194204
 12. Dotan A., Kremer I., Gal-Or O., Livnat T., Zigler A., Bourla D., Bourla D., Weinberger D. Scleral cross-linking using riboflavin and ultraviolet-A radiation for prevention of axial myopia in a rabbit model. *J. Vis. Exp.*, 2016, no. 110, pp. e53201. DOI: 10.3791/53201
 13. Iomdina E. N., Tarutta E. P., Semchishen V. A., Korigodskiy A. R., Zakharov I. D., Khoroshilova-Maslova I. P., Ignat'eva N. Yu., Kiseleva T. N., Sianosyan A. A., Milash S. V. Experimental realization of minimally invasive techniques of scleral collagen cross-linking. *Vestnik Oftalmologii* [Bulletin of Ophthalmology], 2016, vol. 132, no. 6, pp. 49–58 (in Russian). DOI: 10.17116/oftalma2016132649-56
 14. Spaide R. F., Ohno-Matsui K., Yannuzzi L. A. *Pathologic Myopia*. New York, Springer, 2014. 376 p.
 15. Morgan I. G., Ohno-Matsui K., Saw S. M. Myopia. *The Lancet*, 2012, vol. 379, no. 9827, pp. 1739–1748. DOI: 10.1016/S0140-6736(12)60272-4
 16. Chechneva A. V., Sotnikova L. F., Iomdina E. N. Corneal Collagen crosslinking to treatment complications of infectious keratoconjunctivitis in cats. *Izvestia mezhdunarodnoji akademii agrarnogo obrazovania* [News of the International Academy of Agrarian Education], 2018, vol. 2, iss. 42, pp. 117–121 (in Russian).
 17. Wollensak G., Aurich H., Wirbelauer C., Pham D. T. Potential use of riboflavin/UVA cross-linking in bullous keratopathy. *Ophthalmic Research*, 2009, vol. 41, no. 2, pp. 114–117. DOI: 10.1159/000187630
 18. Wollensak G., Iomdina E. Crosslinking of scleral collagen in the rabbit using glyceraldehydes. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 2008, vol. 34, no. 4, pp. 651–656. DOI: 10.1016/j.jcrs.2007.12.030
 19. Tanaka Y., Shi D., Kubota A., Takano Y., Fuse N., Yamato M., Okano T., Nishida K. Irreversible optical clearing of rabbit dermis for autogenic corneal stroma transplantation. *Biomaterials*, 2011, vol. 32, no. 28, pp. 6764–6772. DOI: 10.1016/j.biomaterials.2011.05.081
 20. Iomdina E. N., Nazarenko L. A., Kiseleva O. A. Are biomechanical properties of the sclera and eye hydrodynamics related an experimental study. *Vestnik Nizhegorodskogo universiteta im. N. I. Lobachevskogo* [Vestnik of Lobachevsky University of Nizhni Novgorod], 2011, vol. 2, no. 4, pp. 445–447 (in Russian).
 21. Cherfan D., Verter E. E., Melki S., Gisel T. E., Doyle F. J., Scarcelli G., Yun S. H., Redmond R. W., Kochevar I. E. Collagen cross-linking using rose bengal and green light to increase corneal stiffness. *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 2013, vol. 54, no. 5, pp. 3426–3433. DOI: 10.1167/iovs.12-11509
 22. Zhu H., Alt C., Webb R. H., Melki S., Kochevar I. E. Corneal crosslinking with rose bengal and green light: efficacy and safety evaluation. *Cornea*, 2016, vol. 35, no. 9, pp. 1234–1241. DOI: 10.1097/ICO.0000000000000916
 23. Iseli H. P., Körber N., Koch C., Karl A., Penk A., Huster D., Reichenbach A., Wiedemann P., Francke M. Scleral cross-linking by riboflavin and blue light application in young rabbits: damage threshold and eye growth inhibition. *Graefes Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*, 2016, vol. 254, no. 1, pp. 109–122. DOI: 10.1007/s00417-015-3213-x
 24. Karl A., Makarov F. N., Koch C., Körber N., Schuldt C., Krüger M., Reichenbach A., Wiedemann P., Bringmann A., Iseli H. P., Francke M. The ultrastructure of rabbit sclera after scleral crosslinking with riboflavin and blue light of different intensities. *Graefes Archive for Clinical and Experimental Ophthalmology*, 2016, vol. 254, no. 8, pp. 1567–1577. DOI: 10.1007/s00417-016-3393-z
 25. Schilde T., Kohlhaas M., Spoerl E., Pillunat L. E. Enzymatic evidence of the depth dependence of stiffening on riboflavin/UVA treated corneas. *Der Ophthalmologe: Zeitschrift der Deutschen Ophthalmologischen Gesellschaft*, 2008, Bd. 105, no. 2, S. 165–169. DOI: 10.1007/s00347-007-1587-9
 26. Kamaev P., Friedman M. D., Sherr E., Muller D. Photochemical kinetics of corneal cross-linking with riboflavin. *Investigative Ophthalmology & Visual Science*, 2012, vol. 53, no. 4, pp. 2360–2367. DOI: 10.1167/iovs.11-9385
 27. Raiskup F., Spoerl E. Corneal crosslinking with riboflavin and ultraviolet AI Principles. *The Ocular Surface*, 2013, vol. 11, no. 2, pp. 65–74. DOI: 10.1016/j.jtos.2013.01.002
 28. McCall A. S., Kraft S., Edelhauser H. F., Kidder G. W., Lundquist R. R., Bradshaw H. E., Dedeic Z., Dionne M. J. C., Clement E. M., Conrad G. W. Mechanisms of corneal tissue cross-linking in response to treatment with topical riboflavin and long-wavelength ultraviolet radiation (UVA). *Invest Ophthalmol Vis Sci.*, 2010, vol. 51, no. 1, pp. 129–138. DOI: 10.1167/iovs.09-3738
 29. Wang C., Fomovsky M., Miao G., Zyablitskaya M., Vukelic S. Femtosecond laser crosslinking of the cornea for non-invasive vision correction. *Nature Photonics*, 2018, vol. 12, no. 7, pp. 416–422. DOI: 10.1038/s41566-018-0174-8
 30. Zhang Y., Conrad A. H., Conrad G. W. Effects of ultraviolet-A and riboflavin on the interaction of collagen and proteoglycans during corneal cross-linking. *Journal of Biological Chemistry*, 2011, vol. 286, no. 15, pp. 13011–13022. DOI: 10.1074/jbc.M110.169813
 31. Wollensak G., Aurich H., Pham D. T., Wirbelauer C. Hydration behavior of porcine cornea crosslinked with riboflavin and ultraviolet A. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 2007, vol. 33, no. 3, pp. 516–521. DOI: 10.1016/j.jcrs.2006.11.015



32. Charulatha V., Rajaram A. Influence of different cross-linking treatments on the physical properties of collagen membranes. *Biomaterials*, 2003, vol. 24, no. 5, pp. 759–767. DOI: 10.1016/S0142-9612(02)00412-X
33. Wollensak G., Wilsch M., Spoerl E., Seiler T. Collagen fiber diameter in the rabbit cornea after collagen crosslinking by riboflavin/UVA. *Cornea*, 2004, vol. 23, no. 5, pp. 503–507. DOI: 10.1097/01.icc.0000105827.85025.7f
34. Choi S., Lee S. C., Lee H. J., Cheong Y., Jung G. B., Jin K. H., Park H. K. Structural response of human corneal and scleral tissues to collagen cross-linking treatment with riboflavin and ultraviolet A light. *Lasers in Medical Science*, 2013, vol. 28, no. 5, pp. 1289–1296. DOI: 10.1007/s10103-012-1237-6
35. Shvachkina M. E., Pravdin A. B. On the Use of Optical Clearing in Strengthening the Sclera by Collagen Photocrosslinking. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2015, vol. 15, iss. 4, pp. 37–41 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-4-37-41
36. Tuchin V. V. *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*. Bellingham, Washington, SPIE Press, 2015. 812 p.
37. Zhu D., Larin K. V., Luo Q., Tuchin V. V. Recent progress in tissue optical clearing. *Laser & Photonics Reviews*, 2013, vol. 7, no. 5, pp. 732–757. DOI: 10.1002/lpor.201200056
38. Maksimova I. L., Zimnyakov D. A., Tuchin V. V. Control of biotissue optical properties. *Opt. Spektrosk.*, 2000, vol. 89, no. 1, pp. 86–95 (in Russian).
39. Tuchin V. V., Bashkatov A. N., Genina E. A., Sinichkin Y. P. Scleral tissue clearing effects. *Proceedings of SPIE*, 2002, vol. 4611, pp. 54–58.
40. Bashkatov A. N., Genina E. A., Kochubey V. I., Kamenskikh T. G., Tuchin V. V. Optical Clearing of Human Eye Sclera by Aqueous 30%-Glucose Solution. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2015, vol. 15, iss. 3, pp. 18–24 (in Russian). DOI: 10.18500/1817-3020-2015-15-3-18-24
41. Zaman R. T., Rajaram N., Nichols B. S., Rylander H. G., Wang T., Tunnell J. W., Welch A. J. Changes in morphology and optical properties of sclera and choroidal layers due to hyperosmotic agent. *Journal of Biomedical Optics*, 2011, vol. 16, no. 7, pp. 077008-1–077008-14. DOI: 10.1117/1.3599985
42. Tuchina D. K., Genin V. D., Bashkatov A. N., Genina E. A., Tuchin V. V. Optical clearing of skin tissue ex vivo with polyethylene glycol. *Opt. Spectrosc.*, 2016, vol. 120, no. 1, pp. 28–37. DOI: 10.1134/S0030400X16010215
43. Meek K. M., Fullwood N. J., Cooke P. H., Elliott G. F., Maurice D. M., Quantock A. J., Wall R. S. Worthington C. R. Synchrotron x-ray diffraction studies of the cornea, with implications for stromal hydration. *Biophysical Journal*, 1991, vol. 60, no. 2, pp. 467–474. DOI: 10.1016/S0006-3495(91)82073-2
44. Rowe R. W. D. The structure of rat tail tendon. *Connective Tissue Research*, 1985, vol. 14, no. 1, pp. 9–20. DOI: 10.3109/03008208509089839
45. Svensson L., Aszodi A., Reinholt F. P., Fassler R., Heinegard D., Oldberg A. Fibromodulin-null mice have abnormal collagen fibrils, tissue organization, and altered lumican deposition in tendon. *Journal of Biological Chemistry*, 1999, vol. 274, no. 14, pp. 9636–9647. DOI: 10.1074/jbc.274.14.9636
46. Fratzl P. *Collagen: structure and mechanics, an introduction*. New York, USA, Springer Science+Business Media, LLC, 2008. 506 p.
47. Shvachkina M. E., Yakovlev D. D., Lazareva E. N., Pravdin A. B., Yakovlev D. A. Monitoring of immersion optical clearing of collagen fibers using optical coherence tomography. *Opt. Spektrosk.*, 2019, vol. 127, iss. 2, pp. 337–346 (in Russian). DOI: 10.21883/OS.2019.08.48052.302-18
48. Shvachkina M. E., Yakovlev D. D., Pravdin A. B., Yakovlev D. A. Average refractive index of tendon as a function of water content. *Journal of Biomedical Photonics & Engineering*, 2018, vol. 4, no. 1, pp. 010302-1–010302-7. DOI: 10.18287/JBPE18.04.010302
49. Tanaka Y., Kubota A., Yamato M., Okano T., Nishida K. Irreversible optical clearing of sclera by dehydration and cross-linking. *Biomaterials*, 2011, vol. 32, no. 4, pp. 1080–1090. DOI: 10.1016/j.biomaterials.2010.10.002

Cite this article as:

Shvachkina M. E. On the Possibility of Stabilization of a Contracted State after Riboflavin/UV Cross-Linking of Collagenous Tissue in a Partially Dehydrated State. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 210–222 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-210-222>



ИЗ ИСТОРИИ ФИЗИКИ

УДК 621.396.676

Становление и развитие солнечной радиоастрономии в Саратове

А. В. Хохлов

Хохлов Артур Вениаминович, доктор физико-математических наук, профессор кафедры радиофизики и нелинейной динамики, Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского, hohlovav@info.sgu.ru

В статье представлены воспоминания одного из инициаторов радиоастрономических исследований в Саратовском университете. Обсуждается создание радиоастрономической группы, разработка радиофизических методов прогнозирования солнечной активности, двух малых радиотелескопов и программно-аналитического метода управления ими. Рассмотрены теоретическое обоснование и практические реализации прецизионного дифференциально-коммутационного метода СВЧ-поляриметрии.

Ключевые слова: малый радиотелескоп, солнечное радиоизлучение, всплеск, радио-поляриметр, автоматическое управление, дифференциально-коммутационный метод, $n-i-p-i-p$ -коммутатор, турникетное соединение волноводов.

DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-223-236>

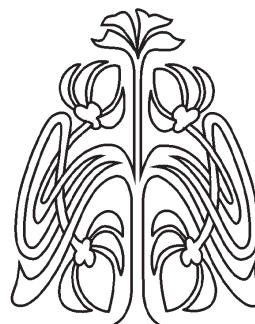
Введение

Радиоастрономия как наука, изучающая Вселенную и ее отдельные объекты путем приема и анализа их собственного излучения радиофизическими методами, с 50-х годов XX века стала интенсивно развиваться во многих странах. Астрономия тысячи лет была оптической, а диапазон частот принимаемых волн составлял около одной октавы. Изучая радиоволны в диапазоне более десятка октав, радиоастрономия обогатила физику и астрономию открытием новых явлений.

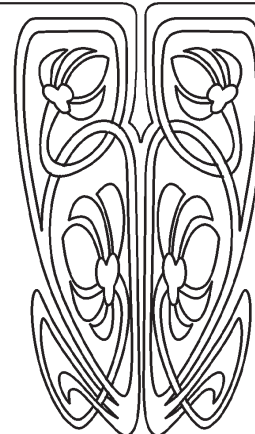
Заведующий кафедрой радиофизики Саратовского государственного университета (СГУ) профессор Григорий Моисеевич Герштейн будучи соратником и продолжателем дел Венедикта Ивановича Калинина – создателя кафедры радиофизики и радиофизического отделения в СГУ, увидел, какие возможности заключены в радиоастрономии для развития астрофизики и научной концепции мироздания в целом и как можно расширить перечень спецкурсов для наших студентов, устанавливая связи электродинамики и электроники СВЧ с новыми проблемами радиоастрофизики. Весной 1968 г. сразу после утверждения меня в ученой степени кандидата физико-математических наук, он предложил мне к началу нового учебного года подготовить курс «Основы радиоастрономии», никогда ранее не читавшийся в СГУ. Так появился в учебном плане кафедры курс радиоастрономии. Лишь несколько лет спустя я понял, какой огромный подарок сделал мне мой мудрый учитель.

Первые лекции и минисеминары по радиоастрономии в СГУ

Вузовского учебника по радиоастрономии в то время не было. Кроме хороших учебников по общей и практической астрофизике



ПРИЛОЖЕНИЯ





можно было использовать переводы иностранных монографий [1, 2] и работы по отдельным вопросам российских ученых [3–5]. Самой удобной для введения в радиоастрономию оказалась небольшая по объему книга профессора Горьковского университета С. А. Каплана «Элементарная радиоастрономия», но она была далека от основных направлений подготовки наших студентов по электродинамике и электронике СВЧ. Используя доступные материалы, создавался спецкурс, приближающийся по методике к основным курсам радиофизического направления. Содержание курса сразу вызвало значительный интерес у студентов. Начиная с сентября 1970 г. они стали обращаться ко мне и просили привлечь для выполнения курсовых и дипломных работ. Мы организовали минисеминар и обсуждали сначала обзорные работы по радиоастрономической аппаратуре и методам измерения космического радиоизлучения, затем по радиоизлучению Солнца на основе периодических публикаций и бюллетеня «Солнечные данные». Позже студенты писали рефераты по радиоизлучению хромосферы Солнца. В 1973–74 учебном году к минисеминару присоединился студент 4-го курса Виктор Мельников. Он сделал два научных доклада по физике Солнца, быстро завоевал лидирующее положение и с блеском защитил курсовую работу. Оценив исключительные способности, кафедра обратилась с ходатайством о направлении В. Ф. Мельникова на преддипломную практику в Горьковский Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ) с 3 сентября 1974 г. по 1 февраля 1975 г. Весной этого года он защитил дипломную работу и уехал работать в НИРФИ. В настоящее время В. Ф. Мельников – доктор физико-математических наук, ведущий сотрудник Главной астрономической обсерватории РАН. В 1977–1979 гг. группа студентов кафедры активно участвовала в исследовании СВЧ-элементов, используемых в радиотелескопах и радиометрах, и осенью 1978 г. по ходатайству кафедры были направлены на преддипломную практику в НИРФИ и в Крымскую астрофизическую обсерваторию.

Ситуация с литературой не изменялась, и я обратился к Г. М. Герштейну с предложением написать учебное пособие по радиоастрономии и подумать о начале радиоастрономических исследований в СГУ. Написание учебного пособия он одобрил, а от практических исследований отговаривал, ссылаясь на то, что потребуются большие радиотелескопы вдали от города, где радиопомехи минимальны, а значит, и нужны

большие финансовые вложения. Мне было трудно ему возражать. Неожиданная поддержка поступила от директора НИИ механики и физики СГУ профессора В. Н. Шевчика. Ему представлялось неестественным, что уникальные СВЧ-полупроводниковые приборы, разрабатываемые в СГУ под руководством профессора З. И. Кирьяшкиной, используются во многих организациях, но не у нас в СГУ. Пожелание использовать достижения наших ученых и инженеров поддержал также начальник Станции наблюдения искусственных спутников Земли (далее – Станция) Ю. А. Склярков.

Повышение квалификации по астрономии. Встречи с радиоастрономами Москвы и Горького

В 1973 г. мне предстояло пройти повышение квалификации в МГУ. По согласованию с Г. М. Герштейном я стал слушателем по специальности «Астрономия» вместе с Ю. А. Склярковым. Он был знаком со многими профессорами МГУ и познакомил с ними меня.

Одним из самых больших подарков этого ФПК для меня стало знакомство с великим ученым академиком Я. Б. Зельдовичем. Просматривая расписание занятий студентов МГУ, я обнаружил курс «Космология», который он читал 2 раза в неделю для пятикурсников, и стал посещать все его лекции. Это был очень непростой, сильно математизированный оригинальный курс. С самой первой лекции мне понравилась методика, которой он пользовался. Каждый раздел лекция состоял из трех частей. Сначала называлась тема и подробно на качественном уровне излагалась суть проблемы. Затем почти без комментариев строилась математическая модель, и, наконец, происходил анализ математических выкладок и формулировались основные выводы, иногда даже в виде теорем, что меня сильно удивляло.

Примерно через две или три недели Я. Б. Зельдович заметил меня, попросил остаться после лекции и поговорил со мной. Помню, что ему особенно импонировало, что я радиофизик. После лекций я иногда задавал вопросы. Совершенно неожиданным для меня явилось его предложение посещать научные семинары в отделе релятивистской астрофизики Государственного астрономического института имени П. К. Штернберга (ГАИШ). Семинары были интересны и очень поучительны.

Наши встречи с московскими радиоастрономами продолжались. Я привез с собой еще несброшюрованное мое пособие «Введение в



радиоастрономию» и показал его московским коллегам. Книга из трех глав [6] была ориентирована на радиофизиков. В первых двух главах вводились характеристики поля космического радиоизлучения и принципы их измерения радиофизическими методами. Основная цель – установить связь электродинамических характеристик, принятых в радиофизике и электронике, и термодинамического описания, распространенного в оптической астрофизике и основанного на использовании равновесного теплового излучения абсолютно черного тела. Студентам следовало показать, как вместо мощности и плотности потока использовать понятие радиояркостной температуры $T_{я}(\theta, \phi)$ как физической температуры эквивалентного источника в состоянии термодинамического равновесия: $T_{я}(\theta, \phi) = \lambda^2 I(\theta, \phi)/2k$, где λ – длина волны, м, $I(\theta, \phi)$ – яркость источника, $\text{вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{стер}^{-1}$, θ и ϕ – координаты, $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ дж·градус $^{-1}$ – постоянная Больцмана. Это позволяло выражать через яркостную температуру плотность потока радиоизлучения S и антенную температуру T_A , соответствующую принятой мощности излучения, по формулам

$$S = \frac{2k}{\lambda^2} \iint_{\Omega_{\text{ист}}} T_{я}(\theta, \phi) d\Omega, \quad (1)$$

$$T_A = \frac{A_{\text{эфф}}}{\lambda^2} \iint_{\Omega_{\text{ист}}} T_{я}(\theta, \phi) P_{\text{н}}(\theta, \phi) d\Omega,$$

где $A_{\text{эфф}}$ и $P_{\text{н}}(\theta, \phi)$ – апертура и нормированная диаграмма направленности антенны. Кроме того, используя радиофизический подход, удалось построить пространственно-частотную характеристику (ПЧХ) антенны. Проводя аналогию между распределением яркости $I(\theta)$ источника излучения (Солнца или Луны) и прямоугольным импульсом напряжения $U(t)$, я предлагал представить $I(\theta)$ интегралом Фурье и получить известный в радиофизике спектр гармоник, но гармоник не временных, а угловых или пространственных. Для двумерных источников получался двумерный спектр пространственно-частотных гармоник.

Теперь об антеннах. Когда антенна имеет однородное распределение поля $E(x_\lambda)$ в раскрыве ($-a_\lambda/2 \leq x_\lambda \leq a_\lambda/2$, $x_\lambda = x/\lambda$ – координата), ее диаграмма направленности по напряженности равна $E(\sin \theta) = \sigma[\sin(\pi a_\lambda \sin \theta)]/(\pi a_\lambda \sin \theta)$, где σ – коэффициент пропорциональности. Нормированная диаграмма направленности по мощности $P_{\text{н}}(\theta) = E^2(\theta)$, а ее Фурье-трансформанта со-

гласно теореме о свертке удовлетворяет соотно-

$$P_{\text{н}}(x_\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} E^*(y) E(x_\lambda - y) dy,$$

имеет треугольную форму и обращается в нуль при $x_\lambda = \pm a_\lambda$. Это и есть ПЧХ антенны как фильтра низких частот. ПЧХ как Фурье-трансформанта $P_{\text{н}}(\theta)$ встречалась в книгах по радиоастрономии, но ее вывод отсутствовал. Последняя, третья глава рассматривала различные методы описания поляризации и принципы поляризационных измерений. Поляриметрия долгое время использовалась только в оптике. Здесь сформировались понятие частичной поляризации, поляризационных параметров Стокса и поляризационных матриц. В радиофизике электромагнитные колебания считались полностью поляризованными, обладали линейной или эллиптической поляризацией и хорошо описывались параметрами поляризационного эллипса. При согласовании радиофизического и оптического описания все параметры Стокса, отвечающие за пространственную структуру поляризованной части волны, мною впервые были введены в разностной (дифференциальной) форме:

$$Q = E_x^2 - E_y^2, \quad U = E_{45}^2 - E_{-45}^2, \quad V = E_R^2 - E_L^2, \quad (2)$$

где E_x^2 , E_y^2 , E_{45}^2 , E_{-45}^2 , E_R^2 , E_L^2 – мощности составляющих поля, линейно поляризованных вдоль осей OX и OY выбранной декартовой системы координат, под углами 45° и -45° к оси OX , правосторонне (R) и левосторонне (L) поляризованных по кругу (характеристическое сопротивление среды принято равным единице). Четвертый параметр Стокса I , характеризующий полную мощность излучения, определялся как $I = E_x^2 + E_y^2 = E_{45}^2 + E_{-45}^2 = E_R^2 + E_L^2$. Оказалось, что при разложении волны в круговом (e_R, e_L) или линейном (e_{45}, e_{-45}) базисе разность сигналов E_R и E_L или E_{45} и E_{-45} равна напряженности горизонтально поляризованной компоненты волны E_x , а их сумма – вертикально составляющей E_y . Одновременно появился строгий вывод для мощности W в виде суммы половины мощности неполяризованной компоненты и полной мощности выбранной поляризованной составляющей:

$$W = \frac{1}{2} S A_{\text{эфф}} (1 - d) + S A_{\text{эфф}} d \cos \frac{MM_A}{2}, \quad (3)$$

где d – степень поляризации волны, MM_A – дуга на поляризационной сфере Пуанкаре между поляризационными состояниями волны и антенны. Все выводы преследовали единственную



цель – показать студенту-радиофизику откуда появляются эти соотношения, однако именно выводы заинтересовали радиоастрономов больше всего.

Интересно, что в это время в ГАИШ приехали несколько сотрудников НИРФИ, в том числе профессор С. А. Каплан и ведущий инженер НИРФИ Ю. Б. Веденеев. Выяснилось, что в НИРФИ разработаны малые солнечные радиотелескопы, удобные для исследований радиоизлучения Солнца и рассчитанные на работу в полевых условиях, а комплект чертежей на экваториальные поворотные устройства (ЭПУ) можно запросить у ОКБ НИРФИ.

Изготовление поворотных устройств радиотелескопов и создание радиометра

Когда пришли чертежи, мы обратились к профессору СГУ, Генеральному директору научно-производственного объединения «Тантал» Г. А. Умнову и попросили рассмотреть возможности изготовления радиотелескопов. Он пообещал изготовить три радиотелескопа за небольшую сумму, которую выделил Ю. А. Складоров из собственных денег, зарабатываемых на выполнении хозяйственных НИР. В 1971 г. Станция наблюдения ИСЗ во главе с Ю. А. Складоровым была преобразована в лабораторию астрономии и геофизики (ЛАГ) СГУ. В лаборатории появились программы наблюдения комет и астероидов, визуальных наблюдений покрытий звезд Луной, оригинальные работы в области переменных звезд и другие. Поэтому развертывание радиоастрономических исследований представлялось вполне естественным. Хочу сразу отметить, что в создании радиотелескопов нам помогали многие люди (студенты, сотрудники лаборатории и многих предприятий г. Саратова), но если бы не моральная, техническая и материальная поддержка Ю. А. Складорова, радиоастрономия в Саратовском университете скорее всего не появилась бы никогда. Несмотря на огромный объем ежедневных собственных работ и исследований, он постоянно интересовался как идет изготовление радиотелескопов и, если было нужно, подсказывал и помогал.

Из литературы по радиоастрономии и бесед с российскими специалистами в Москве стала ясной структура простого модуляционного радиометра супергетеродинного типа без предварительного усиления в виде совокупности высокочастотного (ВЧ) и низкочастотного узлов. В ВЧ-узел входили рупорный облучатель

антенны, модулятор интенсивности принятого СВЧ-сигнала, преобразователь последнего в напряжение промежуточных частот и усилитель промежуточных частот (УПЧ) с детектором. Низкочастотный узел (УНМР) служил для усиления сигналов модуляции и преобразования в выходной сигнал, пропорциональный мощности радиоизлучения. ВЧ-узел каждая обсерватория делала по-своему, обеспечивая минимальный уровень шумов. Нам советовали для начала скопировать один из работающих солнечных радиометров.

Прежде чем создавать радиометр, выбрали диапазон рабочих частот радиотелескопа. На кафедрах факультета и в НИИМФ СГУ многие эксперименты проводились в трехсантиметровом диапазоне волн, т.е. у нас был опыт работы с СВЧ-элементами в этом диапазоне, а в НИРФИ уже работал солнечный радиотелескоп на частоте 9.1 ГГц (3.3 см). Поэтому выбрали частоту 8.9 ГГц (3.37 см). В отведенной комнате в ЛАГ был установлен стеллаж (рис. 1, а) для пультов управления малыми радиотелескопами и измерительных приборов.

Весной 1974 г. я поехал в НИРФИ для консультации. Ю. Б. Веденеев и его коллеги встретили меня очень доброжелательно, подробно рассказали и даже показали как устроены СВЧ-узлы радиометра, облучатель антенны и малощумящий УПЧ, а УНМР порекомендовали купить у ОКБ ИРЭ или обратиться к ним за чертежами. Денег на покупку у нас не было, и мы решили использовать второй вариант. Кроме этого, Ю. Б. Веденеев, узнав, что мы пока не нашли подходящие параболические антенны, подарил Саратовскому университету двухметровое зеркало. Еще одну антенну диаметром 1.1 м мы получили от Саратовского радиоприборного завода.

Нам предстояло изготовить, настроить и измерить рупорный облучатель антенны, модулятор интенсивности и смеситель. Конструкцию этих узлов я проектировал и делал чертежи сам, а готовые узлы подстраивали и измеряли их характеристики студенты. Замечу, что все описанные узлы по представлению лаборатории изготавливались в механических мастерских НИИМФ. Тройники и изогнутые по радиусу волноводы они изготавливали с точностью до 0.1 мм, причем поверхность после обработки была зеркальной без каких-либо следов реза.

Дублирование радиометра НИРФИ началось с копирования и расчета рупорного облучателя антенны (рис. 1, б) и волноводного Y-модулятора



а/а



б/б

Рис. 1. А. В. Хохлов у стеллажа для управления радиотелескопами (а) и с рупорным облучателем (б)
 Fig. 1. A. V. Khokhlov at the rack for control of radio telescopes (a) and with horn feed (b)

интенсивности СВЧ-сигналов. Для переключения сигналов в модуляторах требовались коммутаторы. После консультаций с известным специалистом в области физики полупроводников доцентом Д. А. Усановым было решено коммутаторы на входах волноводного тройника делать в виде тонких резонансных диафрагм с *n-i-p-i-n*-диодами, которые с успехом производило предприятие «Тантал». Диафрагмы легко размещались на фланцах волноводов, обладали очень малым ослаблением при обесточенном (открытом) диоде и огромным – при закрытом диоде. Но переключения диафрагмы из одного состояния в другое сопровождалось искажением прямоугольной формы импульсов мощности из-за инерционности переходных процессов при рассасывании носителей заряда. Я предложил новое устройство управления диодами, содержащее операционный усилитель с асимметричным питанием и специальными цепями обратной связи, сокращавшее длительность переходных процессов почти в 10 раз и позволившее увеличить частоту коммутации до 20 кГц. Получить авторское свидетельство на изобретение удалось не сразу, хотя Д. А. Усанов мгновенно оценил достоинства предложенной структуры управления. В дальнейшем СВЧ-коммутаторы использовались при коммутации поляризованных составляющих в радиополяриметрах, причем независимая работа нескольких коммутаторов обеспечивалась оптронными парами на входах. Студенты-радиофизики не только измеряли пропускание отдельных диафрагм, но и аккуратно увеличивали длины щелей в диафрагмах, добиваясь поглощения в открытом состоянии до 0.1 дБ.

Важным узлом радиометра являлись преобразователь СВЧ-сигнала в промежуточные частоты (смеситель) [7] и УПЧ с детектором. Наша копия радиометра НИРФИ позволила получить чувствительность ~ 1 К [8], которая нас не устраивала. Чтобы ослабить шумы, в радиолокации были разработаны балансные смесители на волноводно-щелевых мостах (ВЩМ) [7]. На это обратил мое внимание известный в городе специалист по радиолокации сотрудник радиоприборного завода С. Б. Гельбух. Физика ВЩМ оказалась удивительно красивой, хотя структура смесителя требовала тщательного расчета и парных смесительных диодов. Я до сих пор не понимаю, почему в радиоастрономии ВЩМ так и не прижились. С ВЩМ нам удалось повысить чувствительность радиометра до 0.3 К, что соответствовало лучшим результатам. Не менее успешным оказался УПЧ на низкошумящих транзисторах. Обладая полосой пропускания от 1 до 450 МГц, он имел высокую стабильность и коэффициент усиления 65 дБ. Достоинства УПЧ оценили сотрудники других лабораторий НИИМФ, и профессор Б. Н. Климов использовал его для проведения своих экспериментов.

Первые готовые узлы ЭПУ для радиотелескопов поступили в 1976 г., а последние – осенью 1978 г. С помощью сотрудников обсерватории и студентов детали трех ЭПУ были подняты к нам, на шестой этаж восьмого учебного корпуса, и началась подготовка и монтаж радиотелескопов. Сначала долго выбирали место расположения первого радиотелескопа. По предложению Ю. А. Склярера мы установили треногу ЭПУ близко к наружному портику корпусу так, что его хорошо было видно из ближайших окрестностей. Это понравив-



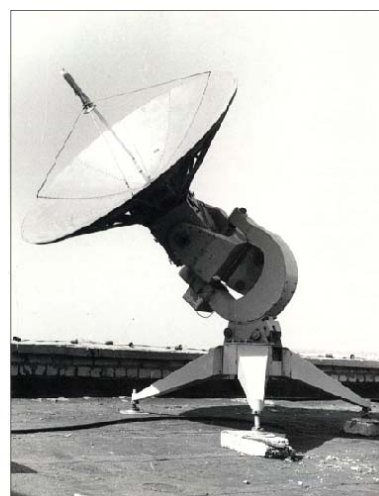
лось фотографам и корреспондентам саратовских газет, и они часто помещали свои снимки в различных изданиях. Следующая задача состояла в ориентации главной оси ЭПУ на северный полюс мира. Здесь главным действующим лицом стал сотрудник ЛАГ М. Б. Богданов. Вместе с Л. Н. Бердниковым (оба давно стали докторами наук и успешно работают в астрофизике), используя прекрасное знание звездного неба, они точно ориентировали ЭПУ и обеспечили отличное сопровождение Солнца.

Полный монтаж радиометра затянулся до апреля 1979 г. Одновременно с ВЧ-узлом радиометра началось создание УНМР. Его электрическая схема нуждалась в модернизации, и я начал проектировать и рисовать новые печатные платы генераторов сигналов модуляции, синхронного фильтра и синхронного детектора (всего 8 плат). Сборка и настройка УНМР заняла у нас более полугода. Невозможно даже назвать все трудности, возникавшие в работе, поскольку солнечный радиотелескоп создавался с нуля. Не было волноводных узлов, комплектующих и, конечно, достаточного опыта. Поэтому многочисленные ошибки были неизбежными.

В июне студенты, выезжавшие на преддипломную практику в другие обсерватории, защитили дипломные работы, и двое из них, О. В. Епифанова и В. В. Борисов, изъявили желание заниматься солнечной радиоастрономией в ЛАГ. Руководство обсерватории согласилось принять их на работу. Так сформировалась радиоастрономическая группа (рис. 2, *а*). Ю. А. Складов опять из денег, зарабатываемых на собственных хозяйственных темах, платил им зарплату в течение трех лет, пока я не получил дополнительное финансирование. Наконец, в конце июля малый радиотелескоп с двухметровой антенной (рис. 2, *б*) впервые измерил радиоизлучение Солнца, и в ЛАГ наряду с оптическими исследованиями начались регулярные солнечные радионаблюдения. Первые наблюдения позволили выявить всплески радиоизлучения, отличающиеся по величине интенсивности и длительности от результатов других солнечных станций. Коллеги из НИРФИ сразу предположили, что различие обусловлено более широкой полосой пропускания нашего радиотелескопа.



а/а



б/б

Рис. 2. Радиоастрономическая группа СГУ (*а*) и радиотелескоп с двухметровым зеркалом (*б*)
Fig. 2. SGU radio astronomy group (*a*) and the radio telescope with a two-meter antenna (*b*)

21 декабря 1979 г. областная газета «Коммунист» известила саратовцев о том, что в Саратовском университете имени Н. Г. Чернышевского вступил в строй первый в области радиотелескоп и поместила его фотографию.

Для обработки результатов ежедневных наблюдений нужны были абсолютные значения потока солнечного радиоизлучения. Калибровать

поток решили по радиоизлучению Луны. Такой метод калибровки для большинства малых радиотелескопов не применим из-за недостаточной чувствительности, но чувствительность нашего радиотелескопа оказалась достаточной. С помощью М. Б. Богданова была разработана подробная методика и проведена первая калибровка. Она оказалась удачной, так как измеренная плот-



ность потока совпала с данными, полученными другими методами. Начинаясь долгосрочная программа регулярной службы активности Солнца в радиодиапазоне, по представлению НИРФИ уже через год одобренная Астросоветом АН СССР. Радиоастрономическая группа СГУ включается в разработку радиофизических методов прогнозирования солнечной активности по плану секции «Радиоизлучение Солнца» Совета по радиоастрономии АН СССР, а руководителя группы ввели в состав Совета. Головной организацией, осуществляющей научно-методическое руководство сетью станций радиослужбы Солнца был НИРФИ, а финансирование станций осуществлял Институт прикладной геофизики АН СССР (ИПГ). В Астросовете порекомендовали обсудить возможности финансирования с директором ИПГ С. И. Авдюшиным. Я несколько раз встречался с ним, показывал наши результаты. Когда в конце 1981 г. я рассказал, что в СГУ впервые в мире создан радиополяриметр для малых радиотелескопов, это его заинтересовало, и с 1982 г. нам были выделены бюджетные ассигнования. Деньги были небольшие, но они поступали в бюджет ЛАГ и, кроме зарплаты, позволяли хоть частично компенсировать затраты на нашу группу.

Аналитический метод автоматического наведения антенн малых радиотелескопов на Солнце

В 1980 г. с увеличением длительности светового дня возникла новая проблема: пару раз антенна после заката упиралась в покрытие крыши и могла быть повреждена, если сопровождение не выключалось вовремя. Мы стали интересоваться, как аналогичные проблемы решаются в других солнечных обсерваториях, и ничего подходящего не нашли. После длительного анализа и вывода необходимых уравнений мною был предложен метод автоматического наведения радиотелескопа на Солнце в утренние часы и выключения после захода Солнца, а инженер В. В. Борисов разработал структуру комплекса. Примерно за полгода мы полностью собрали автомат и вздохнули с облегчением: после захода Солнца радиотелескоп автоматически переводился в точку восхода и выключался [9]. Было ясно, что идея аналитического наведения на Солнце и структура устройства автоматического наведения оригинальны. Заявку на изобретение пришлось защитить на экспертном совещании в Москве, так как оказалась, что она раскрывает

некие секреты военного ведомства. Нам выдали авторское свидетельство с грифом «Для служебного пользования», а разглашение структуры автомата было запрещено, хотя нашим методом управления заинтересовались многие организации. Позже впервые в отечественной практике был создан автоматический информационно-измерительный комплекс радиотелескопов, не имеющий аналогов за рубежом.

Поиск метода радиополяриметрии для малых радиотелескопов

Измерять и фиксировать вспышки солнечного радиоизлучения – интересная задача, но она уже решалась в других обсерваториях, в частности на солнечной станции «Зименки» в НИРФИ. Учитывая это, решили измерять не только поток, но и поляризацию солнечного излучения на малом радиотелескопе. Многие специалисты считали, что это невозможно.

Публикации, в которых поляризация солнечного радиоизлучения измерялась бы на малом радиотелескопе, отсутствовали. Мы первыми решили попытаться создать солнечный радиополяриметр для малого радиотелескопа. Чтобы измерять степень поляризации радиоизлучения, поляриметр должен был обладать высокой чувствительностью. Было ясно, что высокую точность измерений можно получить, вычисляя параметры Стокса в дифференциальной форме (2), так как при разложении в любом ортогональном базисе согласно (3) половины мощности неполяризованной части волны компенсировались.

Поиски преобразователей поляризации в литературе по технике СВЧ [10] привели к турникетным соединениям волноводов (ТСВ), как будто специально созданным для разностного измерения ортогонально поляризованных компонентов.

ТСВ – симметричные сочленения четырех прямоугольных волноводов с волной H_{10} , образующих крестообразное соединение в H -плоскости, и круглого волновода с волной H_{11} , перпендикулярного плоскости креста (рис. 3, а). При полном согласовании коэффициент стоячей волны (КСВ) равен 1, и отсутствию потерь ТСВ описывает матрица рассеяния [11]. Для согласования в область сочленения волноводов вводился трехэлементный поршень из двух концентрических цилиндров и штыря (см. рис. 3, а). Его размеры в литературе не приводились.

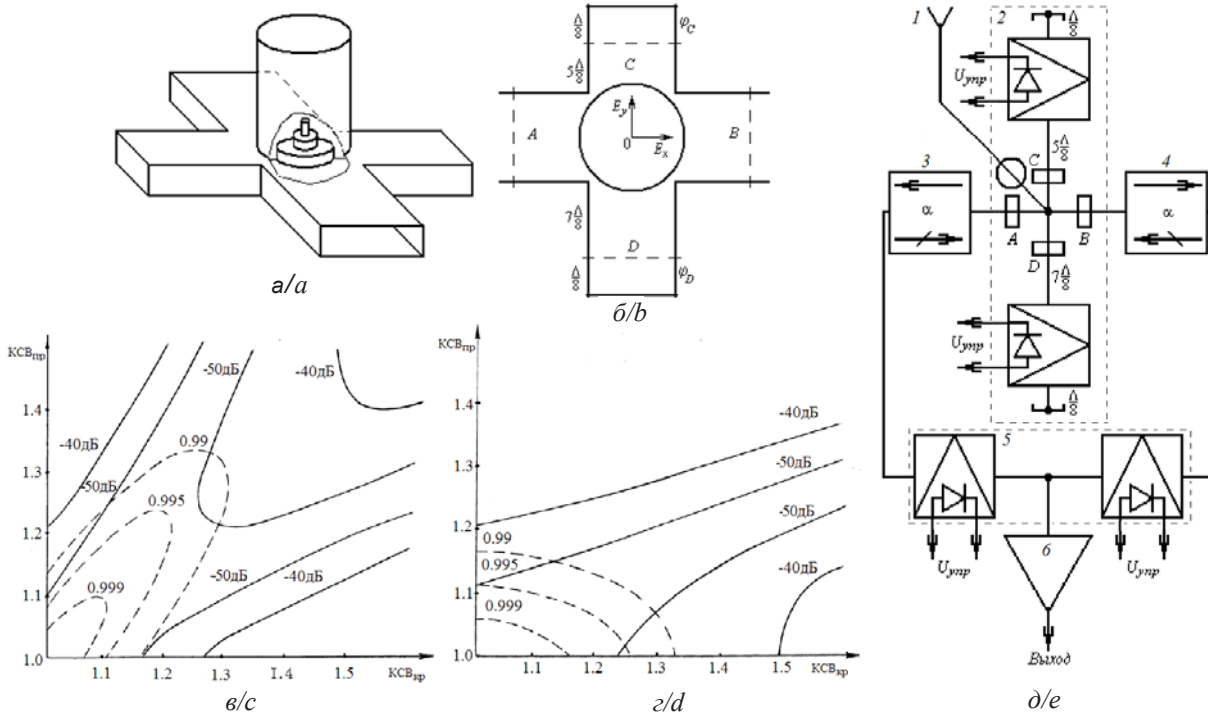


Рис. 3. Общий вид турникетного соединения волноводов с трехэлементным согласователем (а), схема соединений в разделителе поляризаций (б), зависимости поляризационных развязок выходов от коэффициента стоячей волны круглого и прямоугольных волноводов (в, з) и схема ВЧ-узла радиополяриметра (д)

Fig. 3. General view of the WTC with a three-element matching device (a), a circuit diagram of the polarization separator (b), the dependence of the polarization outputs of the outputs on the SWR of the round and rectangular waveguides (c, d) and the HF node of the radio polarimeter (e)

Расчет трехэлементных согласователей методом реберных конечных элементов сделал мой аспирант А. В. Бровко [12], который в результате исследований ТСВ и других СВЧ-систем позже защитил кандидатскую, а затем и докторскую диссертации.

Подбирая размеры согласующих элементов, удалось уменьшить коэффициенты отражения в прямоугольных и круглом волноводах, но полная компенсация отражений оказалась недостижимой, т.е. матрица рассеяния не соответствовала реальным ТСВ. Предстояло проанализировать матрицу рассеяния при конечных отражениях. Нам удалось разбить матрицу рассеяния на четыре подматрицы [13], анализ которых показал, что при определенном соотношении КСВ в круглом и прямоугольных волноводах поляризационные развязки выходов достигают – 50 и даже – 60 дБ, а потери мощности в ТСВ – до 0.1% (рис. 3,в и 3,з). Эксперименты на реальных ТСВ при тщательном согласовании (КСВ < 1.1) подтвердили развязку выходов – 50 дБ, и внутренним рассогласованием можно было пренебречь.

Произвольно поляризованная волна в круглом волноводе согласованного ТСВ согласно матрице рассеяния разлагается на две линейно поляризованные в направлениях осей креста составляющие ($E_x = E_{0x}$, $E_y = E_{0y} e^{j\delta}$). Для разложения волны в других ортогональных базисах в два противоположащих прямоугольных волновода следовало вводить закорачивающие СВЧ-шлейфы с электрически управляемой длиной. Если электрические длины шлейфов φ_C и φ_D (см. рис. 3, б) отличались на $\Lambda/2$ и равны нечетному числу $\Lambda/8$ (например, $5\Lambda/8$ и $7\Lambda/8$, где Λ – длина волны в волноводе), то происходит разложение на поляризованные по кругу составляющие $E_R = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_{0x} + j E_{0y} e^{j\delta})$, $E_L = \frac{\sqrt{2}}{2}(-E_{0x} + j E_{0y} e^{j\delta})$. Если же электрические длины φ_C и φ_D равны четному и нечетному числу $\Lambda/4$ (например, $3\Lambda/4$ и Λ), волна разлагалась на ортогональные линейно поляризованные компоненты $E_{45} = \frac{\sqrt{2}}{2}(E_{0x} + E_{0y} e^{j\delta})$,



$E_{-45} = \frac{\sqrt{2}}{2} (-E_{0x} + E_{0y} e^{j\delta})$ с позиционными углами 45° и -45° относительно осей креста. На выходах *A* и *B* появлялись E_R и E_L или E_{45} и E_{-45} по отдельности, а мощность неполяризованной компоненты делилась поровну. Из этих сигналов по формулам (2) строятся параметры Стокса *U* и *V*, а параметр Стокса *I* получается как сумма мощностей любых ортогональных составляющих.

Чтобы одновременно разложить волну в двух базисах нами было предложено и запатентовано сдвоенное ТСВ в виде соединения стандартного и проходного ТСВ, но поступающая на вход волна разлагалась неравномерно, что в радиополяриметре малого радиотелескопа было неприемлемо. Более эффективной оказалась идея поочередного (квазидновременного) разложения волны в ТСВ с периодически изменяющимся базисом, т.е. быстрая по сравнению с квазипериодом огибающих коммутация базисов разложения путем создания управляемой фазовой задержки.

Итак, используя согласованное ТСВ, предлагалось измерять параметры Стокса в дифференциальной форме, а базисы разложения быстро коммутировать волноводными диафрагмами с *n-i-p-i-n*-диодами. Такой поляриметр был назван дифференциально-коммутационным радиополяриметром (ДКРП).

Турникетный солнечный радиополяриметр и международное признание

Радиополяриметр для малых радиотелескопов не пытались создавать ни в одной обсерватории, так как усредненная по диску Солнца степень поляризации мала, а метод измерения слабо поляризованных сигналов отсутствовал. Поэтому дифференциально-коммутационный метод (ДКМ) измерения параметров Стокса, предложенный в Саратовском университете и обладающий повышенной точностью измерений, делал наши исследования уникальными. Было решено радиотелескоп с двухметровым зеркалом (РТ-2) не трогать, а солнечный радиополяриметр установить на РТ-1, заново собирая новый радиометр и новый НЧ-блок.

ВЧ-узел радиополяриметра состоял из турникетного преобразователя поляризации (ТПП), переключателя поляризаций (ПП) и модуляционного радиометра (рис. 3, д). Солнечное радиоизлучение, отраженное от антенны, собиралось в фокусе, где располагался рупорный облучатель *I*. Облучатель был рассчитан заново, чтобы

исключить кросс-поляризацию из-за различия диаграмм направленности в *E*- и *H*-плоскости.

К рупору подключался ТПП 2 с *n-i-p-i-n*-коммутаторами базисов разложения. Его выходы соединялись с ПП 5 через ферритовые вентили 3 и 4, защищающие ТСВ от отражений от *n-i-p-i-n*-коммутаторов, а выход ПП соединялся с радиометром 6. Антенный узел выполнялся из прямоугольных волноводов сечением $23 \times 10 \text{ мм}^2$. Его конструкция была выбрана такой, чтобы ТПП целиком оставался в тени рупорного облучателя (рис. 4,а). Для управления волноводно-щелевыми диафрагмами использовались три задающих генератора: самую низкую частоту имел модулятор интенсивности в радиометре, вдвое большей частотой обладали переключатели базисов разложения и, наконец, учетверенная частота потребовалась в ПП. Задающие генераторы синхронизировались. Благодаря синхронной работе СВЧ-коммутаторов на выходе ВЧ-узла поочередно формировались все ортогонально поляризованные составляющие поля, необходимые для вычисления параметров Стокса. Был разработан новый НЧ-блок с тремя генераторами опорных частот и тремя выходами, который мог записывать все параметры Стокса.



Рис. 4. Общий вид СВЧ-узла радиополяриметра

Fig. 4. General view of the microwave node of the radio polarimeter

Исследование и настройка радиополяриметра наталкивались на неожиданные трудности. Так, например, для настройки ТСВ был нужен генератор поляризованных по кругу волн. Просмотр зарубежных публикаций не дал ответа, и мы использовали один из ТСВ как преобразователь линейно поляризованного излучения в поляризованную по кругу волну. На вход поступал ЧМ-сигнал с полосой $300 \div 500 \text{ МГц}$ от панорамного измерителя КСВ, а качество полученной волны контролировалось индикаторным блоком панорамы КСВ. Вращая его вход с интервалами



$20\div 30^\circ$ удалось определить частотный диапазон, в котором амплитуда поля в круглом волноводе оставалась постоянной. Он оказался равным 200 МГц, и полосу частот УПЧ пришлось сократить до 100 МГц. Такая узкополосность радиополяриметра хорошо согласовалась с минимальным усреднением поляризации на краях частотного диапазона.

При проектировании радиополяриметра в лаборатории были созданы и подробно исследовались несколько макетов, отличающихся способами управления коммутаторами и обработки результатов измерений. Многие оригинальные идеи и технические решения были защищены авторскими свидетельствами. Совершенствовалась и методика радиофизических экспериментов.

Одновременные наблюдения на двух радиотелескопах (РТ-1 с рабочим диапазоном частот

9150 ± 100 МГц и чувствительностью 0.7 К и РТ-2 с рабочим диапазоном 8900 ± 450 МГц и чувствительностью 0.3 К) начались в марте 1981 г., а 31 июля в ЛАГ проводилось наблюдение солнечного затмения в радиодиапазоне и визуальные наблюдения моментов открытия и закрытия активных областей бинокляром БМТ-110М. В момент начала затмения ($1^{\text{h}}33^{\text{m}}$ UT) Солнце находилось на высоте 1.12° над горизонтом, и антенна РТ-2 экранировалась местными предметами. Поэтому накануне оба телескопа разобрали, вручную перенесли на площадку фонаря восьмого корпуса, собрали заново и отъюстировали (рис. 5). В наблюдениях с поляриметром были получены и опубликованы [14] интересные данные покрытия корональной конденсации, групп пятен 329 + 332 и 345. На следующий день радиотелескопы были возвращены на места.



Рис. 5. О. В. Епифанова готовит радиотелескопы РТ-1 и РТ-2 к наблюдениям солнечного затмения

Fig. 5. O. V. Epifanova prepares radio telescopes RT-1 and RT-2 for observations of a solar eclipse

Радиополяризационные наблюдения в течение ряда лет позволили обнаружить более 1000 всплесков солнечного радиоизлучения, в том числе новые явления: группу из 50 всплесков, у которых в максимуме интенсивности степень поляризации минимальна, и группы всплесков со сменой знака поляризации и с «аномальным поведением круговой поляризации» (импульсное изменение степени поляризации происходило при неизменной суммарной интенсивности излучения). Это позволило построить модель,

объясняющую «аномальные всплески поляризации» образованием короткоживущих открытых конфигураций магнитного поля.

Самым значительным событием, зафиксированным комплексом из двух малых радиотелескопов, оказался мощный всплеск радиоизлучения 3 февраля 1983 г. [15].

Событие началось в $05^{\text{h}}43^{\text{m}}$ UT и длилось более 4 часов. Ход изменения плотности потока S_0 на РТ-1 и РТ-2 был идентичен и имел сложную структуру. Степень круговой поляризации $d_{\text{кр}}$



достигала 11%, а степень линейной поляризации $d_{\text{лин}}$ не превышала 0.2% (рис. 6, а). Наблюдались 2 главных максимума интенсивности: $S_0 = 3067$ с.е. (солнечных единиц) в $06^{\text{h}} 00^{\text{m}} 45^{\text{s}}$ UT и $S_0 = 7458$ с.е. в $06^{\text{h}} 06^{\text{m}} 15^{\text{s}}$ UT.

На начальной стадии, в максимуме интенсивности и в начале спада круговая поляризация была левой (L) и $d_{\text{кр}}$ изменялась от 4.5 до 10.9%, причем максимум поляризации предшествовал главному максимуму S_0 . В $6^{\text{h}} 23^{\text{m}}$ UT $d_{\text{кр}}$ приблизилась к нулю, через 8 мин стала правой (R) и начала расти с 7^{h} UT до $7^{\text{h}} 30^{\text{m}}$ UT, достигая максимума $d_{\text{кр}} = 15\%$, а затем в течение следующего часа монотонно уменьшалась до нуля. Структура всплеска свидетельствовала о существенной перестройке магнитного поля и вероятном выходе релятивистских электронов, но не могла быть расшифрована только на основе этих данных.

Комплексное исследование в различных областях спектра радиоволн (рис. 6, б) с участием сотрудников Института Земного магнетизма и распространения радиоволн АН СССР (ИЗМРАН), Сибирского ИЗМИРАН, НИРФИ и Исследовательского института астрофизики Нагойского университета [16] позволило отождествить радиовсплеск 3 февраля с двухленточной протонной вспышкой, воссоздать динамику вспышки и определить ее основные параметры. При этом самые высокочастотные данные по измерению интенсивности и изменений характера и степени поляризации были получены в СГУ и признаны важными для создания модели вспышки, так как особенно хорошо согласовывались с наблюдениями в линии H_{α} . Изменение поляризационной структуры радиоизлучения солнечного диска в целом, полученное только на радиополяриметре

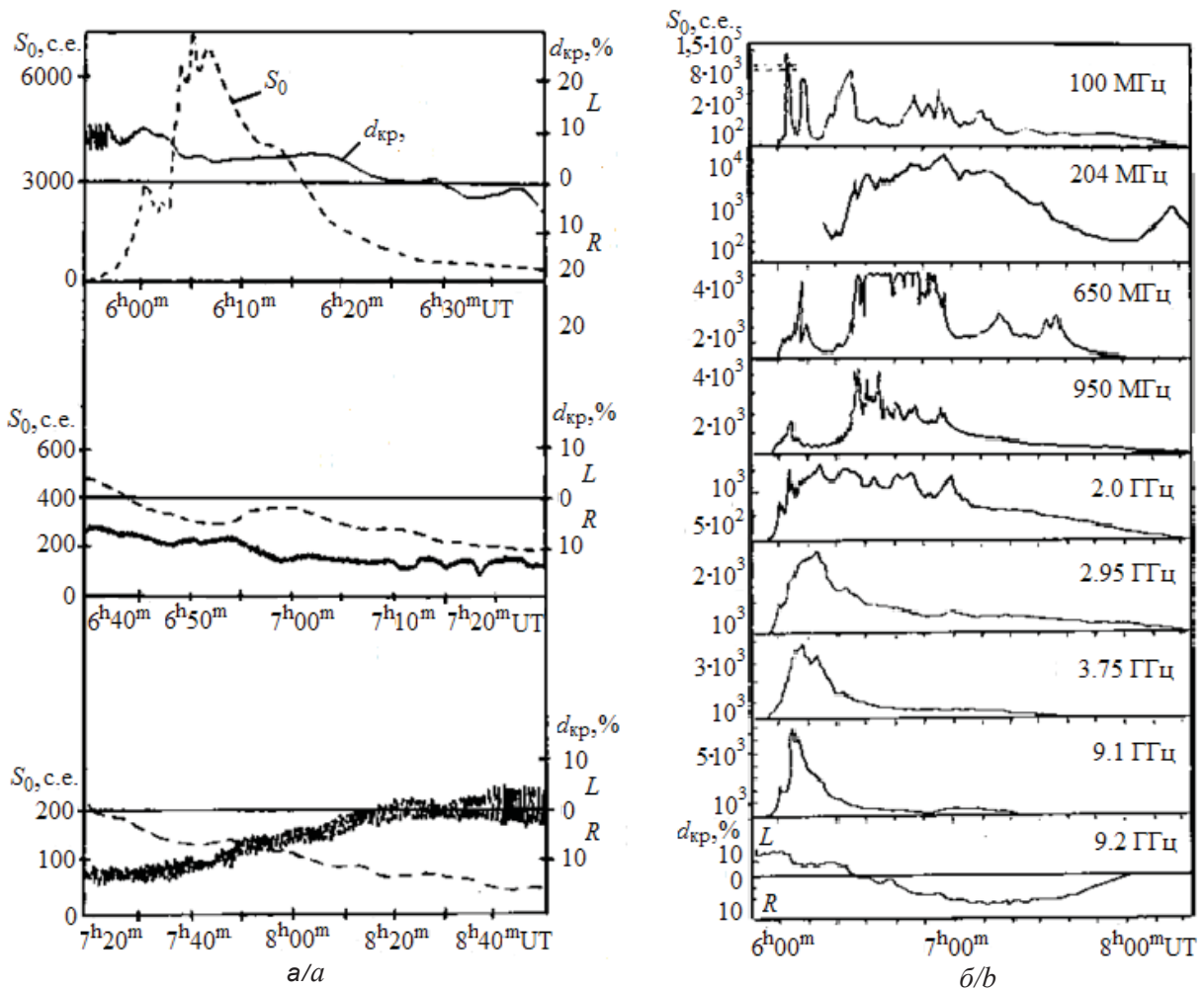


Рис. 6. Плотность потока S_0 и степень круговой поляризации, измеренные в Саратовском государственном университете (а), и временные профили комплексных исследований на 8 частотах (б) [16]

Fig. 6. The flux density S_0 and the degree of circular polarization, measured in Saratov State University (a) and time profiles of complex studies at 8 frequencies (b) [16]



РТ-1, использовалось при анализе перестройки магнитного поля, а квазипериодические колебания S_0 , зафиксированные РТ-2, по мнению астрофизиков, свидетельствовали о быстром подъеме магнитных арок. Это было первое международное признание радиополяриметрических исследований в СГУ. Малые радиотелескопы работали в нескольких обсерваториях СССР, но ни один не имел радиополяриметра.

Прецизионные дифференциально-коммутиционные радиополяриметры

Поляризационные исследования СВЧ-излучения наряду с радиоастрономией активно используются в радиоэлектронике и связи. Одновременное (или почти одновременное) измерение четырех параметров Стокса существенно увеличивает информацию об объекте и позволяет получать качественно новые результаты. Однако степень поляризации излучения природных объектов редко достигает 1–2%, так как отвечающие за поляризацию сигналы измеряются на уровне существенно большего сигнала, характеризующего неполяризованную часть волны. Успешные измерения слабо поляризованного солнечного радиоизлучения на малом радиотелескопе дифференциально-коммутиционным методом показали, что использованы еще не все возможности ДКМ. Оказалось, что чувствительность радиополяриметров только за счет подстройки СВЧ-элементов можно повысить, по крайней мере, на порядок, т.е. создать сверхточные (прецизионные) ДКРП. При этом вносить изменения в ВЧ-блок не потребовалось, но возникла необходимость изменить методику тестирования коммутаторов и учесть многократные отражения волн.

Все ДКРП – узкополосные измерительные приборы. Полоса частот радиополяриметров определяется резонансными свойствами СВЧ-элементов: короткозамкнутых плеч ТСВ, входных плеч ПП и, наконец, волноводных диафрагм *n-i-p-i-n*-коммутаторов. Их полосы пропускания различны. Минимальную полосу имеет ТСВ, так как высокая поляризационная изоляция выходных портов обеспечивается только в 2%-ной полосе частот. Остальные элементы настраиваются на резонансную частоту ТСВ. При создании прецизионного ДКРП это оказалось недостаточным. Теперь настроенные диафрагмы устанавливались в ТСВ и тестировался ТПП целиком: проверялась и подстраивалась точность переключения базисов разложения. При обнаружении погрешностей более длинный фланец ТСВ или $\Lambda/8$ -поршня

доводился до нужных размеров полировкой с абразивной пастой на притирочном столике. Аналогичные операции сопровождали настройку ПП. На следующем этапе осуществлялся контроль точности деления неполяризованной части волны. Действительно, если в отсутствие поляризованных составляющих мощности на входах коммутатора поляризаций будут различаться, то радиополяриметр отождествит эту разность с поляризованной компонентой и внесет недопустимую погрешность в измерения параметров Стокса. Подбирая пропускание ферритовых вентилях и корректируя длины соединительных волноводов, разность мощностей удавалось довести до -40 дБ, что соответствовало точности измерений 0.02%. Я специально рассказал об этих процедурах, чтобы стал понятным непростой и длительный процесс настройки и достижения высокой точности измерений.

Оставалась проблема учета многократных отражений. Так как в узлах радиополяриметра возникают взаимные отражения и появляются замкнутые контуры передачи сигналов, то матрицы рассеяния ТСВ и других СВЧ-элементов, а также поляризационные развязки выходов радиополяриметра следовало уточнить.

Используя мой опыт расчета электрических цепей с обратной связью методом С. Мэсона [17], аспирант А. В. Мясников построил сигнальный граф, вывел уравнение радиополяриметра и предложил способы минимизации погрешностей ДКРП [18]. По результатам работ А. В. Мясников и О. В. Епифанова защитили кандидатские диссертации.

За десятилетия работы радиоастрономической группы в СГУ возникло новое научное направление: изучение физики и методологии поляризационного анализа радиоволн СВЧ- и КВЧ-диапазона, их применение в солнечной радиофизике и связи. Были созданы прецизионные ДКРП различных диапазонов частот [19]. Один из радиополяриметров восьмисантиметрового диапазона использовался для прецизионных измерений степени деполяризации и настройки приемных СВЧ-модулей спутниковой системы «Москва». Со скалярным облучателем коэффициент передачи модуля увеличился с 93 до 99%, а ортогонально поляризованная компонента была ослаблена до -43 дБ.

Г. М. Герштейн постоянно следил за работой нашей группы и в 1988 г. обратился к заведующему кафедрой физики колебаний МГУ академику В. В. Мигулину с просьбой оценить результаты



наших работ по созданию в СГУ нового научного направления. Осенью 1989 г. будучи на ФПК я представил В. В. Мигулину полученные результаты, выступил по его рекомендации в лаборатории радиоастрономии ИЗМИРАН и на семинаре А. Е. Саломоновича в секторе спектроскопии ФИАН. По итогам этих выступлений с обзором наших работ состоялся научный семинар кафедры физики колебаний МГУ. Сотрудники кафедры вынесли решение, что «полученные А. В. Хохловым результаты могут рассматриваться как основа докторской диссертации», а В. В. Мигулин согласился стать официальным оппонентом, предложив использовать в качестве ведущей организации ИРЭ АН Украины. У меня не было контактов с ИРЭ АНУ, и неоценимую помощь в установлении контактов оказал заведующий кафедрой электроники СГУ Д. И. Трубецков, попросивший оказать содействие. Защита диссертации состоялась в феврале 1993 года.

Исследования в области радиополяриметрии продолжались еще около 10 лет силами аспирантов и студентов. За 25 лет исследований были опубликованы более 50 статей, сообщений и тезисов докладов на конференциях, получены 10 авторских свидетельств и патентов, подготовлены три кандидата наук.

Благодарности

Автор искренне благодарен Дмитрию Александровичу Усанову и Михаилу Борисовичу Богданову за помощь в подготовке настоящей статьи.

Список литературы

1. *Pawsey J. L., Bracewell R. N.* Radio Astronomy. Oxford : Clarendon Press, 1955. 381 p. (Russ. ed.: *Пози Дж. Л., Брейсуэлл Р. Н.* Радиоастрономия. М. : Изд-во иностр. лит., 1958. 414 с.)
2. *Steinberg J. L., Lequeux J.* Radioastronomie. Paris : Dunod, 1960. 294 p. (Russ. ed. : *Стейнберг Ж., Леку Ж.* Радиоастрономия. М. : Изд-во иностр. лит., 1963. 312 с.)
3. *Шкловский И. С.* Радиоастрономия. Популярный очерк. М. : Гостехиздат, 1953. 215 с.
4. *Шкловский И. С.* Космическое радиоизлучение. М. : Гостехиздат, 1956. 492 с.
5. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. М. : Наука, 1964. 558 с.
6. *Хохлов А. В.* Введение в радиоастрономию : учеб. пособие. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 1974. 138 с.
7. *Клич С. М.* Проектирование СВЧ устройств радиолокационных приемников. М. : Сов. радио, 1973. 320 с.
8. *Борисов В. В., Епифанова О. В., Скляр Ю. А., Хохлов А. В.* Радиотелескоп и радиометр трехсантиметрового диапазона для патрульных наблюдений активности Солнца // Вопросы электроники СВЧ. Некоторые проблемы радиофизики : междунар. науч. сб. / под ред. Г. М. Герштейна. Саратов : Изд-во Сарат. ун-та, 1983. С. 119–126.
9. *Борисов В. В., Хохлов А. В.* Автоматическое наведение приемно-измерительных устройств на астрономические объекты // Специальная радиоэлектроника. 1990. Вып. 4. С. 58–60.
10. *Хохлов А. В., Епифанова О. В.* Разложение электромагнитной волны на ортогонально поляризованные составляющие и волноводные разделители поляризации (Обзор) // Приборы и техника эксперимента. 1991. № 3. С. 15–26.
11. *Altman J. L.* Microwave Circuits. Toronto, New York, London : Van Nostrand Inc., 1964. 462 p. (Russ. ed. : *Альтман Дж.* Устройства СВЧ. М. : Мир, 1968. 487 с.)
12. *Бровко А. В., Рожнев А. Г., Хохлов А. В.* Метод реберных конечных элементов для расчета волноводных сверхвысокочастотных многополюсников // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, № 11. С. 1314–1320.
13. *Хохлов А. В., Брянцева О. В.* О внутреннем согласовании турникетных разделителей поляризации // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17, вып. 13. С. 16–20.
14. *Борисов В. В., Епифанова О. В., Хохлов А. В.* Наблюдение солнечного затмения 31 июля 1981г. в Саратове // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М. : Наука, 1982. Вып. 62. С. 220–223.
15. *Борисов В. В., Епифанова О. В., Хохлов А. В.* Смена знака поляризации в мощном микроволновом всплеске // Астрономический циркуляр. 1983. № 1234. С. 1–3.
16. *Bakunin L. M., Ledenev V. G., Nefedev V. P., Potapov N. N., Smolkov G. Ya., Uralov A. M., Chernov G. P., Fomichev V. V., Melnikov V. P., Podstrigach T. S., Epifanova O. V., Khokhlov A. V., Enome Sh.* Spatial, spectral and polarization properties of radio emission of the 3 February, 1983 proton flare // Solar Phys. 1991. Vol. 135. P. 107–129.
17. *Mason S. J., Zimmermann H. J.* Electronic circuits, signals, and systems. New York ; London : John Wiley & Sons, Inc., 1960. 616 p. (Russ. ed. : *Мэзон С., Циммерман Г.* Электронные цепи, сигналы и системы. М. : Изд-во иностр. лит., 1963. 619 с.)
18. *Хохлов А. В., Мясников А. В.* К теории дифференциально-коммутационного радиополяриметра СВЧ // Радиотехника и электроника. 1995. Т. 40, вып. 4. С. 675–684.
19. *Хохлов А. В., Бровко А. В.* Прецизионные дифференциально-коммутационные радиополяриметры С.В.Ч.- и К.В.Ч.-диапазонов. Практические реализации и перспективы использования // Приборы и техника эксперимента. 2000. № 3. С. 88–97.

Образец для цитирования:

Хохлов А. В. Становление и развитие солнечной радиоастрономии в Саратове // Изв. Сарат. ун-та. Нов. сер. Сер. Физика. 2019. Т. 19, вып. 2. С. 223–236. DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-223-236>



Formation and Development of Solar Radio Astronomy in Saratov

A. V. Khokhlov

Arthur V. Khokhlov, <https://orcid.org/0000-0003-0273-6473>, Saratov State University, 83 Astrakhanskaya St., Saratov 410012, Russia, hohlovav@info.sgu.ru

The article presents the memories of one of the initiators of radio-astronomy research at Saratov State University. The creation of a radio astronomical group in the laboratory of astronomy and geophysics and the development of radiophysical methods for predicting the solar activity are being discussed. The theoretical substantiation and practical implementations of the precision differential-switching microwave polarimetry method are considered. The development of two radio telescopes and a programmatic-analytical method for controlling small radio telescopes are described.

Key words: small radio telescope, sunny radio emission, splash, radio polarimetr, automatic control, differential-switching method, $n-i-p-i-n$ -switch, Waveguide Turnstile Connection.

References

1. Pawsey J. L., Bracewell R. N. *Radio Astronomy*. Oxford, Clarendon Press, 1955. 381 p.
2. Steinberg J. L., Lequeux J. *Radioastronomie*. Paris, Dunod, 1960. 294 p.
3. Shklovskij I. S. *Radioastronomiya. Popularnj ocherk* [Radioastronomy. Popular essay]. Moscow, Gostekhisdat Publ., 1953. 215 p. (in Russian).
4. Shklovskij I. S. *Kosmicheskoe radioizluchenie* [Cosmic Radio Emission]. Moscow, Gostekhisdat Publ., 1956. 492 p. (in Russian).
5. Zhelesnyakov V. V. *Radioizluchenie Solnca i planet* [Radio Emission of a Sun and planets]. Moscow, Nauka Publ., 1964. 558 p. (in Russian).
6. Hohlov A. V. *Vvedenie v radioastronomiyu: ucheb. posobie* [Introduction to radio astronomy]. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 1974. 138 p. (in Russian).
7. Klich S. M. *Proektirovanie SVCH ustrojstv radiolokacionnyh priemnikov* [Design of microwave devices for radar receivers]. Moscow, Sov. Radio Publ., 1973. 320 p. (in Russian).
8. Borisov V. V., Epifanova O. V., Sklyarov Yu. A., Hohlov A. V. Radiotelescope and radiometer of the three-centimeter range for patrol observations of solar activity. In: *Voprosy elektroniki SVCH. Necotorye problemy radiofiziki*. Pod red. G. M. Gershtejna [Questions of microwave electronics. Some problems of radiophysics. International scientific collection. Ed. by G. M. Gershtein]. Saratov, Izd-vo Sarat. un-ta, 1983, pp. 119–126 (in Russian).
9. Borisov V. V., Hohlov A. V. Automatic guidance of receiving-measuring devices on astronomical objects. *Special'naya radioelektronika* [Special Radio Electronics], 1990, vol. 4, pp. 58–60 (in Russian).
10. Hohlov A. V., Epifanova O. V. Decomposition of an electromagnetic wave into orthogonally polarized components and waveguide polarization separators (Overview). *Pribory i tekhnika eksperimenta* [Instruments and Experimental Techniques], 1991, no. 3, pp. 15–26 (in Russian).
11. Altman J. L. *Microwave Circuits*. Toronto, New York, London, Van Nostrand Inc., 1964. 462 p.
12. Brovko A. V., Rozhnev A. G., Hohlov A. V. The method of finite elements for the calculation of waveguide microwave multipoles. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio Engineering and Electronics], 1998, vol. 43, no. 11, pp. 1314–1320 (in Russian).
13. Hohlov A. V., Bryanceva O. V. On the internal coordination of the turnstile polarization dividers. *Pis'ma v ZhTF* [Letters ZhTF], 1991, vol. 17, no. 13, pp. 16–20 (in Russian).
14. Borisov V. V., Epifanova O. V., Hohlov A. V. Observation of a solar eclipse on July 31, 1981 in Saratov. *Issled. po geomagnetizmu, aeronomii i fizike Solnca* [Research on Geomagnetism, Aeronomy and Solar Physics]. Moscow, Nauka Publ., 1982, iss. 62, pp. 220–223 (in Russian).
15. Borisov V. V., Epifanova O. V., Hohlov A. V. Change of the polarization sign in a powerful microwave burst. *Astronomicheskij cirkulyar* [Astronomical tsirkulyar], 1983, no. 1234, pp. 1–3 (in Russian).
16. Bakunin L. M., Ledenev V. G., Nefedyev V. P., Potapov N. N., Smolkov G. Ya., Uralov A. M., Chernov G. P., Fomichev V. V., Melnikov V. P., Podstrigach T. S., Epifanova O. V., Khokhlov A. V., Enome Sh. Spatial, spectral and polarization properties of radio emission of the 3 February, 1983 proton flare. *Solar Phys.*, 1991, vol. 135, pp. 107–129.
17. Mason S. J., Zimmermann H. J. *Electronic circuits, signals, and systems*. New York, London, John Wiley & Sons, Inc., 1960. 616 p.
18. Hohlov A. V., Myasnikov A. V. On the theory of differential-switching microwave radiopolarimeter. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio Engineering and Electronics], 1995, vol. 40, iss. 4, pp. 675–684 (in Russian).
19. Hohlov A. V., Brovko A. V. Precision differential-switching radio polarimeters of the S.V.CH.- i K.V.CH.-bands. *Prakticheskie realizacii i perspektivy ispol'sovaniya of use. Pribory i tekhnika eksperimenta* [Instruments and Experimental Techniques], 2000, no. 3, pp. 88–97 (in Russian).

Cite this article as:

Khokhlov A. V. Formation and Development of Solar Radio Astronomy in Saratov. *Izv. Saratov Univ. (N. S.), Ser. Physics*, 2019, vol. 19, iss. 3, pp. 223–236 (in Russian). DOI: <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-3-223-236>



PERSONALIA

Памяти Дмитрия Александровича Усанова (24.07.1943 – 05.06.2019)

5 июня 2019 года на 76 году скоропостижно скончался известный советский и российский ученый, заслуженный деятель науки Российской Федерации, заслуженный изобретатель Российской Федерации, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела Саратовского национального исследовательского государственного университета имени Н. Г. Чернышевского Дмитрий Александрович Усанов.



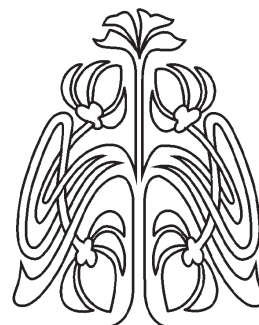
Дмитрий Александрович Усанов родился 24 июля 1943 г. в г. Менделеевске, Республика Татарстан. В 1960 г., после окончания с серебряной медалью средней школы № 27 в г. Саратове, поступил на физический факультет Саратовского университета (СГУ), который с отличием окончил в 1965 г.

Свой трудовой путь начал в 1965 г., работая инженером на предприятии электронной промышленности в г. Саратове.

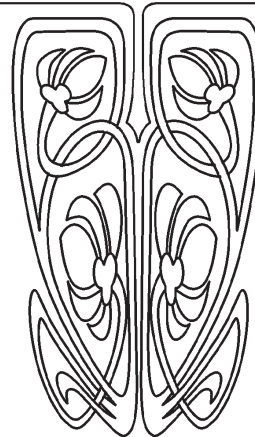
Свою жизнь в науке Д. А. Усанов начал в аспирантуре под руководством доцента Л. И. Баранова и профессора З. И. Кирьяшкиной. В 1972 г. защитил в специализированном совете при СГУ диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Физика полупроводников и диэлектриков», а в 1989 г. – диссертацию на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности «Радиофизика, включая квантовую радиофизику». Работая в Саратовском университете, прошел практически все ступеньки по служебной лестнице: старший научный сотрудник, заведующий лабораторией НИИ механики и физики при СГУ, доцент кафедры физики твердого тела, заместитель декана физического факультета по научной работе, заведующий кафедрой физики твердого тела, проректор по научно-исследовательской работе.

Д. А. Усанов являлся руководителем сформированной им научной школы. Он автор более 400 научных статей. Результаты его работ обобщены в 13 монографиях и 27 учебных пособиях. Под его руководством защищено 58 кандидатских и 8 докторских диссертаций. Он отмечен почетными званиями «Почетный профессор СГУ», «Почетный доктор Башкирского государственного университета».

Д. А. Усанов сочетал научную деятельность с научно-организационной. Он был членом Президиума Международной академии наук высшей школы, академиком Российской академии естественных наук, старшим членом Международного института электрорадиоин-



ПРИЛОЖЕНИЯ





женеров (IEEE), членом национальной гильдии экспертов в сфере профессионального образования, экспертом Минобрнауки РФ, экспертом Федерального государственного бюджетного научного учреждения Научно-исследовательский институт – Республиканский исследовательский научно-консультационный центр экспертизы (ФГБНУ НИИ РИНКЦЭ), экспертом РАН, членом Учебно-методического объединения Министерства образования и науки РФ по направлению «Электроника и микроэлектроника», специальность «Микроэлектроника и полупроводниковые приборы», главным редактором журнала «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика», заместителем главного редактора журнала «Известия вузов. Прикладная нелинейная динамика», в организации издания которого ему принадлежит значительная заслуга, членом редколлегии журналов «Известия вузов. Электроника», «Физика волновых процессов и радиотехнические системы», «Электронная техника. Серия 1. СВЧ-техника», «Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии», членом диссертационного совета при СГУ по защите докторских и кандидатских диссертаций по специальности «Биомеханика».

В 1990 г. Д. А. Усанов возглавил диссертационный совет по физико-математическим наукам при Саратовском университете. Номенклатура специальностей совета со временем менялась – защищались диссертации по радиофизике, физической электронике, физике полупроводников, твердотельной электронике, оптике. Неизменными оставались принципиальность и требовательность Д. А. Усанова к качеству представляемых к защите диссертационных работ (а они поступали из различных мест Поволжского региона). Знакомясь с диссертациями, он в случае необходимости делал замечания и указывал направления «доводки» работ. Все присужденные ученые степени за тридцатилетний период, когда Дмитрий Александрович возглавлял совет, были подтверждены Высшей аттестационной комиссией. Одновременно он принимал своевременные решения, направленные на выполнение требований, которые ВАК предъявлял к диссертационным советам, ведущим организациям и официальным оппонентам.

Столь же скрупулезно Д. А. Усанов работал с текстами статей, поступавшими в редакцию журнала «Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика», организовав их независимое рецензирование высококвалифи-

цированными российскими и зарубежными специалистами. Это способствовало повышению научного авторитета и известности издания в российских и зарубежных научных сообществах.

Д. А. Усанов активно участвовал в решении проблем, связанных с реформированием системы высшего профессионального образования.

Под его руководством впервые в Саратовском университете с 1998–1999 учебного года была открыта подготовка бакалавров, а с 1999–2000 учебного года – подготовка магистров по направлению «Электроника и микроэлектроника». В 2000 г. в СГУ, в числе первых российских университетов, была открыта специальность «Медицинская физика».

В рамках Федеральной целевой программы «Интеграция», программы Российского гуманитарного научного фонда, программ Министерства образования Российской Федерации «Создание системы открытого образования» и «Государственная поддержка региональной научно-технической политики высшей школы и развитие ее научного потенциала» Д. А. Усанов разработал обоснованную стратегию развития научных исследований в университете в условиях рыночной экономики. Создал новое направление научных исследований по проблемам развития образования в России «Взаимодействие техникумов, школ и вузов в рамках университетского комплекса», актуальное для региона и страны. Являлся разработчиком программы развития образования и науки в Саратовской области на 1997–2000 и 2001–2005 гг.

Д. А. Усанов, работая более 20 лет (с 1989 по 2000 г. и с 2003 по 2013 г.) в должности проректора по научно-исследовательской работе, внес неопределимый вклад в получение Саратовским университетом статуса Национального исследовательского университета.

Среди научных достижений Д. А. Усанова – установление новых закономерностей взаимодействия электромагнитного излучения с полупроводниковыми элементами, в том числе обусловленных возбуждением высших типов колебаний и волн. Им обнаружено возникновение и исчезновение отрицательного сопротивления в полупроводниковых приборах, стимулированное электромагнитным излучением, эффекты не взаимности при одновременном воздействии на полупроводник электрического и магнитного полей, эффект автодинного детектирования в современных полупроводниковых приборах,



эффекты возникновения в диодах Ганна стационарного многодоменного режима и формирования пространственно-неоднородной структуры в полупроводниковых структурах с инъекцией неравновесных носителей заряда.

Оригинальные теоретические и экспериментальные исследования позволили предложить и создать новые типы устройств, выпущенных в виде серии. Среди наиболее известных – измеритель толщины покрытий типа СИТ-40, который был успешно применен для контроля теплозащитного покрытия на советском космическом корабле «Буран».

Д. А. Усанов и сотрудники его коллектива в 1982 г. создали и запатентовали один из самых распространенных типов СВЧ-микроскопов – ближнеполевой СВЧ-микроскоп с коаксиальным зондом.

Значительное число научных трудов Д. А. Усанова относятся к исследованию свойств СВЧ фотонных кристаллов и созданию на их основе элементной базы радиоэлектроники и новых способов измерения параметров наноконструкций, микро- и наноструктур. Д. А. Усановым разработаны новые типы сверхмалогабаритных широкополосных согласованных нагрузок сверхвысокочастотного, КВЧ и субтерагерцового диапазонов на основе разупорядоченных брэгговских структур.

В последнее время Д. А. Усанов большое внимание уделял разработке и созданию новых методов диагностики медико-биологических систем. Под его руководством совместно с сотрудниками Московского НИИ глазных болезней им. Гельмгольца и Клиники глазных болезней Саратовского государственного медицинского университета был разработан и внедрен в медицинскую практику уникальный метод лечения тяжелых зрительных нарушений у детей, разработанный на основе лазерного автодина измеритель внутриглазного давления.

Д. А. Усанов – известный в стране и за рубежом изобретатель, автор более 200 изобретений, в том числе 32, внедренных в виде серий в промышленности и используемых в медицинской практике. За разработку и внедрение новых типов приборов, созданных на основе его изобретений, Д. А. Усанов награждался знаками «Ударник десятой пятилетки», «Отличник изобретательства и рационализации» (1983), «Лучший изобретатель Саратовской области» (1980, 1987), 35 золотыми, серебряными и бронзовыми медалями на выставках изобретений и инноваций в Москве,

Париже, Брюсселе, Женеве, Сучжоу, Сеуле, Нюрнберге, Слатине, Куньшане и других городах (2001–2012 гг.), медалями ВДНХ СССР (1982, 1987, 1989 гг.) и Всероссийского выставочного центра (2005–2010 гг.).

В 2008 г. Д. А. Усанов был награжден золотыми медалями Международной федерации Ассоциаций изобретателей (International Federation of Inventors' Associations (IFIA)) за победу в финале Кубка Европы (Europe and America Semifinal, (IENA), Нюрнберг, Германия, 1–4 ноября 2007 г.) и финале Кубка мира (The 6th International Exhibition of Inventions, IFIA General Assembly, Сучжоу, КНР, 17–20 октября 2008 г.), Всемирного конкурса на лучшее изобретение в области компьютерных технологий (World Cup of Computer Implemented Inventions (World Cup of CIIs) – IFIA Project, 2007–2008, спонсор Microsoft). В 2009 г. он был награжден Гран-при на 5-й Международной ярмарке изобретений SIIF-2009 (Сеул, Республика Корея). В 2011 г. – Гран-при «Agro Arca» на 4-й Международной ярмарке инноваций, экологической идеи и технологии в сельском хозяйстве и пищевой промышленности Agro Arca 2011 (Слатина, Хорватия).

За заслуги в научно-техническом творчестве Д. А. Усанов был награжден бельгийскими орденами Офицера (2005 г.) и Командора (2008 г.), медалью Всероссийского выставочного центра «За успехи в научно-техническом творчестве» (2008 г.), Почетным знаком «Во благо России» Федеральной службы по интеллектуальной собственности, патентам и товарным знакам (2009 г.). В 2011 г. Федерацией космонавтики России Д. А. Усанов был награжден медалью имени Первого космонавта Земли Ю. А. Гагарина.

За активную научно-педагогическую деятельность Д. А. Усанов был награжден Почетной грамотой Министерства общего и профессионального образования РФ, почетным знаком «Почетный работник высшего профессионального образования РФ», медалью МАН ВШ «За заслуги перед высшей школой».

В период с 2006 по 2012 г. Д. А. Усанов принял активное участие в организации и проведении семи Саратовских салонов изобретений, инноваций и инвестиций в качестве члена оргкомитетов, редактора сборников трудов участников салонов.

За заслуги в развитии науки и высшего образования Дмитрий Александрович Усанов был удостоен государственных наград РФ: в 1998 г. ему было присвоено звание «Заслуженный де-



итель науки РФ», в 2003 г. он был награжден медалью ордена «За заслуги перед Отечеством» 2-й степени, в 2010 г. – «Орденом Почёта». В 2018 г. ему было присвоено звание «Заслуженный изобретатель РФ».

В последние годы Д. А. Усанов много творческих сил отдавал работе на посту Председателя Совета ветеранов СГУ, реализовав много инициатив по сохранению исторической памяти и воспитанию молодежи. Как председатель Совета ветеранов СГУ Д. А. Усанов входил в президиум Кировского районного совета ветеранов войны, труда, вооруженных сил и правоохранительных органов. Осенью 2018 г. его имя было занесено на Почетную доску Кировского района г. Саратова.

За активную общественную работу имя Д. А. Усанова было занесено также на Доску почёта работников образования Саратовской области (2008, 2014 г). В 2010 г. Д. А. Усанов был награжден Почетной грамотой и медалью Федерации независимых профсоюзов России «100 лет профсоюзам России».

Энциклопедичность знаний и патриотическое отношение к прошлому позволили Д. А. Усанову создать замечательные очерки об известных ученых А. Ф. Иоффе, В. П. Жузе, Е. Ф. Гроссе, З. И. Кирьяшкиной, ставших основателями направления, благодаря развитию которого кафедра физики твердого тела Саратовского университета стала известной далеко за пределами г. Саратова.

Д. А. Усанов занимает достойное место среди ученых, посвятивших свою жизнь развитию современных представлений о полупроводниковой электронике, микро- и нанoeлектронике.

Уход из жизни Дмитрия Александровича Усанова – большая утрата не только для Саратовского университета, но и для всей российской науки и высшего образования России.

Светлая память о Дмитрии Александровиче навсегда сохранится в наших сердцах.

*Редакционная коллегия журнала
«Известия Саратовского университета.
Новая серия. Серия: Физика»*



Подписка на I полугодие 2020 года

Индекс издания в объединенном каталоге
«Пресса России» 36015, раздел 30
«Научно-технические издания.
Известия РАН. Известия вузов»
Журнал выходит 4 раза в год

Цена свободная

Оформить подписку онлайн можно
в интернет-каталоге «Пресса по подписке» (www.akc.ru)

Адрес Издательства

Саратовского университета (редакции):

410012, Саратов, Астраханская, 83

Тел.: +7 (845-2) 51-45-49, 52-26-89

Факс: +7 (845-2) 27-85-29

E-mail: izvestiya@info.sgu.ru

Адрес редколлегии серии:

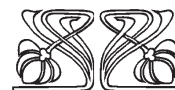
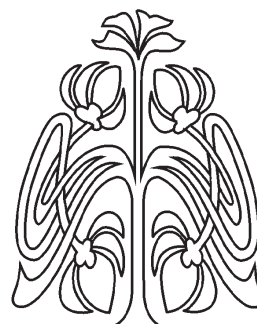
410012, Саратов, Астраханская, 83,

СГУ имени Н. Г. Чернышевского,
физический факультет

Тел./факс: +7 (845-2) 51-14-30

E-mail: fizika.sgu@bk.ru

Website: <http://fizika.sgu.ru>



ПОДПИСКА

